第 39 卷 第 3 期
2021 年 9 月

天 文 学 进 展
PROGRESS IN ASTRONOMY

Vol. 39, No. 3
Sept., 2021

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2021.03.03

# 赫歇尔时期下星系中 (亚) 毫米波谱线发射的研究进展

陈培彬[1,2]，刘家旻[1,2]，赵应和[1,3]

(1. 中国科学院 云南天文台 昆明 650011； 2. 中国科学院大学，北京 100049； 3. 中国科学院天体结构与演化重点实验室，昆明 650011 )

**摘要：** 目前，(亚) 毫米波段探测到大量的谱线发射，例如简单分子 (如 CO, $H_2O$ 等) 的转动发射以及原子 (如 C, O 等) 和离子 (如 $C^+$, $N^+$ 等) 的基态精细结构跃迁。这些谱线是多种物理状态的星际介质 (interstellar medium, ISM) 的重要冷却剂，可以用于研究气体的物理性质和化学组成以及气体谱线发射的能量来源。首先介绍了文献中利用远红外 (far-infrared, FIR)/(亚) 毫米谱线测量星系中恒星形成性质的方法，如恒星形成率 (sar formation rate, SFR)、恒星形成模式等；然后，介绍并比较了利用多条谱线示踪星系中的分子气体质量的方法，以及它们主要的依赖性；最后，介绍了利用多条 CO 谱线 (CO 谱线能量分布以及 CO 谱线与连续谱的比值)，并结合其他谱线，来诊断星系中主导谱线发射能量来源的方法。

**关 键 词：** 星系的形成与演化；(亚) 毫米波谱线；星系介质；恒星形成；分子气体

**中图分类号：** P157.9 **文献标识码：** A

## 1 引 言

在天体物理环境中，(亚) 毫米波段观测包含了大量可探测的谱线发射，例如简单分子 (如 CO, $H_2O$ 等) 的转动发射以及原子 (如 C, O 等) 和离子 (如 $C^+$, $N^+$ 等) 的基态精细结构跃迁。这些谱线是 ISM 的重要冷却剂，可用于研究气体的物理性质和化学组成以及气体发射的能量来源。在 (亚) 毫米波段进行的研究不但对理解近邻星系中 ISM 的物理性质有重要意义，还可以为研究高红移星系提供重要的参照对比，并且能为我们理解星系的形成和演化提供关键信息。随着赫歇尔空间天文台 (Herschel Space Observatory) 以及地面大型 (亚) 毫米波望远镜 (如阿塔卡马大型毫米/亚毫米阵列 (Atacama Large Millimeter/submillimeter

**收稿日期：** 2020-11-05； **修回日期：** 2020-12-10

**资助项目：** 国家自然科学基金 (11673057)

**通讯作者：** 赵应和，zhaoyinghe@ynao.ac.cn

Array, ALMA) 等) 的投入使用，星系 (亚) 毫米波段的数据储备越来越多，为星系中的恒星形成性质 ($SFR$ 的测量、恒星形成模式)、分子气体 (质量示踪、物理环境) 以及星系中心能源诊断的深入研究提供了可能。

了解恒星形成的瞬时水平 (如 $SFR$)，不仅可以揭示 ISM 的状态，而且可以揭示星系的演化及其形成过程。所以对星系中 $SFR$ 与形成恒星的气体间关系的正确理解，是研究与恒星形成 (star formation, SF) 相关的过程及规律的关键，也是进一步研究高红移星系甚至第一代星系中与 SF 有关的天体物理过程的基础。目前，$SFR$ 已经通过连续谱或者发射谱线在一个很广的波长范围中测量出来。然而，常用的光学或者红外连续谱发射很难应用到高红移星系中，因为：(1) 这些谱线红移到了地面设备难以探测的波段；(2) 很难或者需要耗费很大的代价才能获得完整的红外连续谱。幸运地是，随着地面大型 (亚) 毫米波望远镜 (如 ALMA) 的使用，我们可以通过星系 (亚) 毫米波谱线来进行相关的工作。

宇宙中 C, N 是继 O 之后丰度最高的金属元素，且 C, $C^+$ 以及 $N^+$ 的基态精细结构都能够在 (亚) 毫米波段 (0.1 ~ 10 mm) 发射相应频率的光子，与星际尘埃大小 (约 0.1 μm) 相比，它们的辐射波长要大很多，因此这些谱线基本不受尘埃消光的影响。同时，由于爱因斯坦受激激发系数很小，所以它们的自吸收通常都很弱 (即光学薄)，发射的光子基本都能逃离所在的气体云。另外，因为这些谱线所需要的激发能量都在几百开尔文以内，所以它们很容易与电子、氢原子以及氢分子发生碰撞激发过程，使得它们成为多种状态 ISM 的重要冷却剂，以及气体云物理环境的极佳探针。随着越来越多的其他原子或离子的精细结构跃迁被探测到 (如 [CII], [OI], [OIII] 以及 [NII]，对这些谱线的联合观测提供了关于星系中 ISM 原子和电离气体物理性质的关键诊断 (如紫外 (ultraviolet, UV) 辐射场的硬度、气体的温度密度和质量以及金属丰度)[1, 2]。例如，中性气体冷却线 (主要是 [OI] 和 [CII]) 的相对强度与远红外连续谱的对比提供了对气体加热效率的测量[2, 3]。

基于 (亚) 毫米波谱线的各种优势，以及文献中利用它们所做的大量工作 (测量星系的 $SFR$、描述星系中的 SF 模式以及分子气体质量的测量等)，我们对这些工作进行了简单的总结以及比较。第 2 章简单总结并比较了利用 (亚) 毫米波谱线测量星系 $SFR$ 的方法和它们的优缺点，以及利用此波段谱线来示踪两种 SF 模式；第 3 章综述了星系中分子气体质量的测量方法；第 4 章基于多条 CO 谱线 (CO 谱线能量分布以及 CO 谱线与连续谱的比值) 以及其他谱线的研究，介绍了如何利用 (亚) 毫米波段谱线诊断星系中主导谱线激发的三种能量来源；第 5 章对全文内容进行简单的总结以及对 (亚) 毫米波段谱线研究进行展望。

## 2　恒星形成性质的示踪

### 2.1　恒星形成率的测量

星系中新形成的大质量恒星辐射出 UV 光子，然而星系中的尘埃会吸收这些 UV 光子。幸运的是，当尘埃吸收 UV 光子后，将在红外 (infrared, IR)/远红外波段重新产生辐射，使得我们能够利用再次辐射出的 IR 流量来示踪星系中的 $SFR$[4, 5]。Kennicutt[6] 提出了基于

IR 光度的 $SFR$ 定标 (以下称 K98)，表示为：

$$SFR = 1.73 \times 10^{-10}(L_{\rm IR}/L_{\odot}) \quad , \tag{1}$$

其中，$L_{\rm IR}$ 表示红外光度，$L_{\odot}$ 表示太阳光度。

前人的研究表明：如果星系中有效的 SF 区域是固定的，那么逐渐增加的 IR 光度则表示更高的恒星形成率面密度 ($\Sigma_{\rm SFR}$)，这会导致在正常星系和 (超) 亮红外星系 ((ultra) luminous infrared galaxies, (U)LIRGs) 中更加温暖的远红外颜色或者更高的 60∼100 μm 流量密度比，C(60/100)[7−9]。由上述结论可知 C(60/100) 能够探测尘埃加热辐射场的平均密度[4](即间接示踪 $\Sigma_{\rm SFR}$)，因此为了更加全面的描述星系的 SF 活动，需要知道星系的 $SFR$ 以及 C(60/100)。传统的方法是根据完整的尘埃谱能量分布 (dust spectrum energy distribution, Dust SED) 推导出 $SFR$ 以及 C(60/100)，但是对于高红移星系而言这需要覆盖较宽波长范围的多次测光测量，如果此时红移较高且背景相对明亮，那么精确连续的测光将会变得非常困难[9]，所以必须寻找可以替代的方法。

#### 2.1.1 $C^+$ 的基态精细结构线

近邻星系中，传统的光学/紫外谱线是最常用的 ISM 物理性质的诊断剂[1]。然而，这些诊断在高红移时无法使用，因为它们在中红外范围内会发生红移，而这需要的光谱灵敏度是目前设备无法达到的。在红移大于 4 时探测到的光学/紫外发射线仅是 H 的 $\alpha$ (Ly$\alpha$) 谱线，但是由于其共振特性，它无法用于解释 ISM 的物理特性[10]。那么在这种情况下，原子的精细结构跃迁线就是研究高红移时 ISM 特性的关键工具。因为在静止坐标 50∼500 μm 的波长范围内，红移大于 4 时这些谱线已经红移到了大气 (亚) 毫米透明窗口。

在大多数恒星形成星系 (star formation galaxies, SFGs) 中观测到的最明亮的发射线为 [CII] 158 μm 谱线，在红移为 7 时也能观测到[11]。这是由于碳的普遍存在，而且 [CII] 158 μm 谱线几乎没有尘埃消光，所以它自然成为示踪 ISM 物理特性 (如 $SFR$) 的一个令人感兴趣的目标。同时，它是光致解离区域 (photo-dissociation regions, PDRs) 主要的冷却剂，冷却效率高达 33.6%[3]，所以 [CII] 158 μm 可以示踪星系中的 SF 活动。并且它的总光度可达星系总红外光度的 0.1% ∼ 1%[12]，这使得它成为探测遥远星系的 ISM 和近邻星系盘内较暗区域的宝贵工具。对于高红移星系，由于其超高光度，地面的设备也能容易探测到。

因为中性碳的电离势为 11.3 eV，略低于氢原子的电离势，所以大部分 [CII] 158 μm 发射线被认为来自 PDRs[12]，剩余部分来自 X 射线主导区域 (X-ray dominant regions, XDRs)、宇宙射线主导区域 (cosmic-ray dominant regions, CRDRs)、电离氢区域 (HII 区)[13]、低密度的温暖气体或弥漫的中性氢气体云。由于强烈的大气吸收，近邻星系中的 [CII] 158 μm 精细结构线不能在地面观测，只能在机载平台或者空间观测站观测[14]。但是，(亚) 毫米大气窗口提供了红移大于1时地面可以探测的一些谱线，联合大气不透明度向更高红移 (更长波长) 发展。10 年前在红移为 6.42 的类星体寄主星系中就首次探测到了 [CII] 158 μm 的发射[15]，继这之后 [CII] 158 μm 的探测呈稳步上升趋势，当然这得感谢如加州理工亚毫米波天文台 (Caltech submillimeter observatory, CSO), Hercshel 以及 ALMA 的使用。如在红移为 1 ∼ 2 时，使用 CSO 探测到了 [CII] 158 μm 的发射[16]，并且 Herschel 在红移为 1.5 ∼ 3

范围内也探测到 [CII] 158 μm 的发射[17]。

虽然 [CII] 158 μm 谱线有多种来源，但仍然有一些团体使用 [CII] 158 μm 谱线进行 $SFR$ 的定标。比如 Stacey 等人[12]对 14 个富气体星系的研究，以及 Sargsyan 等人[18]对来自 Herschel 的 112 个星系的研究。而后，De Looze 等人[19]基于 Herschel Dwarf Galaxy Survey 的 50 个矮星系，得到了 $SFR$ 与 [CII] 158 μm 之间的相关性 (详见 De Looze 等人[19]文中的图 6)。类似地，Sutter 等人[11]对来自 KINGFISH (key insights in nearby galaxies: a far infrared survey with Herschel) 的 61 个近邻宇宙星系的研究中，也得到了相似的结果：

$$\lg SFR = 0.96 \times 10^{-7} \ \lg L_{\rm [CII]} - 39.46 \quad , \tag{2}$$

其中，$L_{\rm [CII]}$ 表示 [CII] 158 μm 谱线光度。

如图 1 所示。这些研究虽然证实了 [CII] 158 μm 谱线确实能够用于 $SFR$ 的定标，但是观测到的 [CII] 158 μm 光度与其他 SF 示踪剂之间的关系通常表现出很大的弥散[20]。并且，在极端情况下 (精细结构线的匮乏现象) 示踪 $SFR$ 的能力很差[18, 19]。

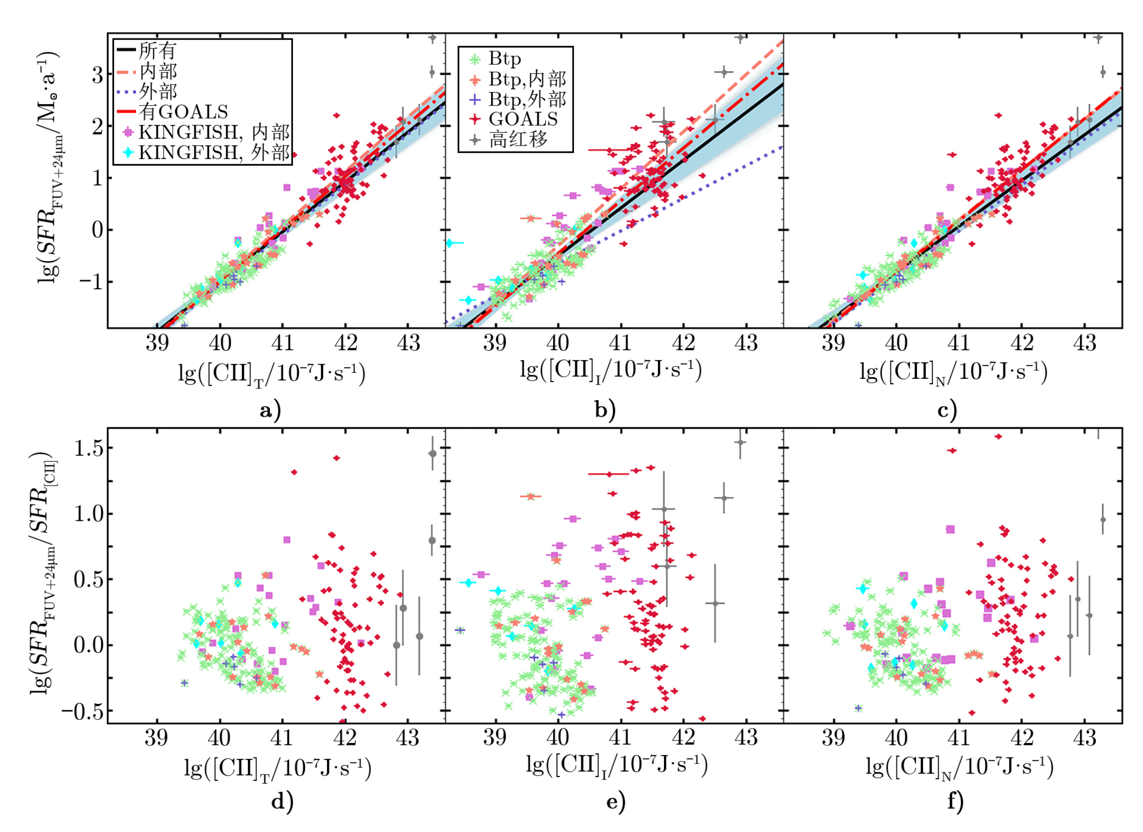



图 1　a), b), c) 为 $SFR$ 与 3 中不同气相的 [CII] 之间的相关性；d), e), f) 为由 far-ultraviolet (FUV) + 24 μm 混合恒星形成指示器测量的 $SFR$ 与使用 [CII] 158 μm 的光度关系确定的 $SFR$ 之间的差异[11]

通过包含额外的光谱信息，我们仍然可以确定一个具有良好约束的 [CII] 158 μm-$SFR$

的关系，例如，利用 [CII] 158 μm 的光度和 IR 颜色修正，能够探测除大多数红外发光系统外所有系统的 $SFR$[21]。为了更好地理解和量化 [CII] 158 μm 发射线作为 SF 示踪剂，可以将 [CII] 158 μm 发射按照不同 ISM 的来源进行区分。由于中性 N 的电离势比 H 的略高，即 [NII] 只来源于 HII 区以及其他 ISM 的电离气体，并且 [CII] 158 μm/[NII] 205 μm 的比值近乎常数，不依赖于气体的电子密度；同时，[NII] 205 μm 的临界密度约为 44 $cm^{-3}$，与 [CII] 158 μm 的临界密度近似[22]，所以 [NII] 205 μm 能够很好地区分 [CII] 158 μm 中来自 ISM 中性和电离气体的比例。

因此，Sutter 等人[11] 利用 [NII] 205 μm 很好地测量了 [CII] 158 μm 发射线中来自电离和中性 ISM 的比例，得到了仅来自中性 ISM 的 [CII] 158 μm 与 $SFR$ 之间的相关性：

$$\lg SFR = 0.99\ \lg[L_{[\mathrm{CII}]} - R_{\mathrm{Ionized}} L_{[\mathrm{NII}]}] - 40.49 \quad , \tag{3}$$

式中，$R_{\mathrm{Ionized}}$ 代表预期的 [CII] 158 μm 和 [NII] 205 μm 的比值，$L_{[\mathrm{NII}]205}$ 表示 [NII] 205 μm 谱线光度。这个结果与 De Looze 等人[19] 的结果及 Pineda 等人[23] 的结果一致，前者的样本包括矮星系、超亮红外星系 (ultra-luminous infrared galaxies, ULIRGs)、活动星系核 (active galactic nucleus, AGNs) 主导星系和星暴星系 (斜率为 1.01)，后者样本为银河系 (斜率为 0.98)。

这里，他们也发现了 [CII] 158 μm 的匮乏现象，但却存在着差异，这可能是由于大多数 [CII] 158 μm 来源于弥漫电离的 ISM。在温暖且匮乏严重的区域，用于弥漫电离 ISM 加热的 FUV 辐射更容易被尘埃吸收，从而导致无法电离碳，因此减少了观测到的 [CII]158 μm。并且，他们发现来自中性 ISM 的 [CII] 158 μm 发射所示踪的 $SFR$ 的弥散为 0.23 dex，而来自电离成分所示踪的 $SFR$ 的弥散为 0.33 dex，表明中性成分中不存在匮乏现象。此外，Rosenberg 等人[3] 和 Herrera-Camus 等人[2]，发现对于精细结构线来说，当考虑较高的 FIR 光度时，它们都存在这样的匮乏现象 (详见 Herrera-Camus 等人[2] 文中的图 3)，但是对于 CO 跃迁不存在匮乏现象 (详见 Rosenberg 等人[3] 文中的图 7)。他们认为这是由于分子发射与精细结构线之间的加热机制的不同造成的。精细结构线源于 PDR 边缘，受UV 光子的严重影响，根据 Kaufman 等人[24] 提出的 PDR 模型，认为随着辐射场和密度的增加，与 FIR 流量相比，精细结构线的发射会减弱。

2.1.2 $N^+$ 的基态精细结构线

[NII] 205 μm 发射线是由 O 型和早 B 型恒星电离的气体组成的，提供了对电离光子产生速率的直接测量，而电离光子产生速率与 $SFR$ 直接相关[22]，即此条发射线可能适用于 $SFR$ 的示踪。除此之外 (测量电离光子产生速率以及分离 [CII] 158 μm)，对 [NII] 205 μm 感兴趣的原因还有：(1) 由于它较低的临界密度 (44 $cm^{-3}$) 和激发温度 (70 K)，因此它很容易通过碰撞激发；(2) 与光学/近红外波段谱线相比，它通常是光学薄且受尘埃消光的影响更小；(3) [NII] 122 μm/[NII] 205 μm的比值由于碰撞激发的临界密度不同，但它们又处于相同的电离水平，所以是低密度电离气体杰出的探针。在电子温度为 8 000 K 时，它们的临界密度分别为 293 $cm^{-3}$, 44 $cm^{-3}$，因此它们的线比在电子密度为 10 ~ 300 $cm^{-3}$ 时非常敏感[22] (详见 Herrera-Camus 等人[22] 文中图 2)。

银河系中，[NII] 122 μm 和 [NII] 205 μm 谱线是继 [CII] 158 μm 谱线之后在 FIR/sub-mm 波段最强的发射线[25]，光度约为整个 FIR 光度的 0.05%；而在星暴和正常星系中，这两条发射线可占总红外光度的 0.1% 左右[26, 27]。由于其如此高的亮度，它们为研究高红移星系中的 *SFR* 以及电离气体特性提供了非常好的方法。[NII] 205 μm 发射线与其他的 FIR 谱线 (如 [CII] 158 μm, [NII] 122 μm, [OIII] 88 μm 等) 相比，它的优点是：有更长的波长，因此可以在更低红移下，红移到大气 (亚) 毫米透明窗口。[NII] 205 μm 发射线的探测率和在高红移天文学中的应用潜能，已经由 ALMA 在红移为 4.407 和 4.7 处的观测证明[28, 29]。

Zhao 等人[26]利用 Herschel 的 70 个 (U)LIRGs 的数据，结合红外空间天文台 (infrared space observatory, ISO) 的观测 (30 个星系的 [NII] 122 μm) 以及 M82 的 [NII] 205 μm 的结果，统计研究了 [NII] 205 μm 的光度与星系总红外光度之间的关系。他们发现 $L_{\rm [NII]\ 205\ \mu m}$-$L_{\rm IR}$ 之间有着几乎线性的关系，说明 [NII] 205 μm 发射线可以作为 *SFR* 的定标，其拟合结果表示如下：

$$\lg L_{\rm IR} = (4.51 \pm 0.32) + (0.95 \pm 0.05)\ \lg L_{\rm [N_{II}]} \quad . \tag{4}$$

这表明 [NII] 205 μm 线光度增加的同时红外光度也在上升，虽然在高红外光度时弥散会变大。事实上，如果只考虑 SF 星系，那么在高 IR 段弥散就会变小。同时，利用 *SFR*-IR 定标[30]建立了 $SFR$-$L_{\rm [N_{II}]}$ 之间的相关性，表示如下：

$$\lg SFR = (-5.31 \pm 0.32) + (0.95 \pm 0.05)\ \lg L_{\rm [N_{II}]}(L_\odot) \quad . \tag{5}$$

随后，Zhao 等人[27]利用更大的样本 (约 120 个星系)，进一步研究了 $L_{\rm [N_{II}]}$ 与 *SFR* 之间的关系，证实了他们 2013 年[26]的研究结果，即 [NII] 205 μm 发射线可以作为 *SFR* 的定标，表示如下：

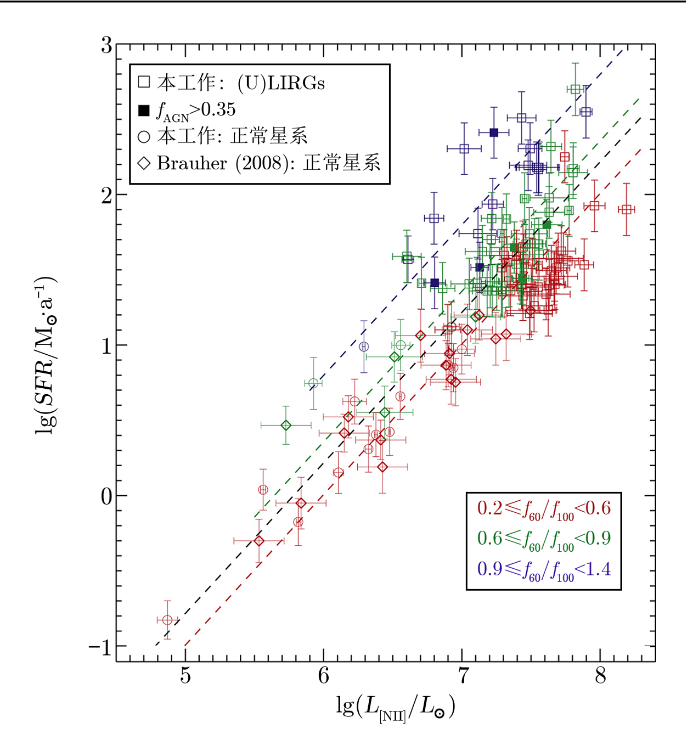
$$\lg SFR = b + k\ \lg L_{\rm [N_{II}]}(L_\odot) \quad , \tag{6}$$

其中，此公式中的 $b, k$ 代表拟合时的截距和斜率。

结果如图 2 所示，图中菱形是通过 [NII] 122 μm 转换的 [NII] 205 μm 光度，虽然两者基本呈线性关系，但是对星系红外颜色具有较大的依赖性。值得注意的是该 SFR 定标有较大的弥散 (约 0.4 dex)，这个弥散可能有几个不同的来源 (星系金属丰度的变化、不同星系中电离状态的不同等)。

相对于其他 FIR 发射线 (如 [CII] 158 μm, [OI] 63 μm 等)，基于 [NII] 205 μm 的 *SFR* 定标在总体不确定性和对 C(60/100) 的依赖性方面表现良好[27]，即这些精细结构线里面 [NII] 205 μm 发射线是最可靠的 *SFR* 示踪剂之一。通过对近邻 (U)LIRGs 的研究，得出的 [NII] 205 μm-*SFR* 之间定量的相关性表明，[NII] 205 μm 发射线在高红移时是一个特别有用的 *SFR* 示踪剂。在对高红移的研究中，值得进一步探讨的就是所使用的 *SFR* 示踪剂与金属丰度之间的关系，因为一些高红移的源可能有明显的低金属丰度。

Zhao 等人[27]的样本中，[NII] 205 μm 发射线对金属丰度的敏感性较低，这可能只是 UV 辐射场对 [NII] 205 μm 的发射影响比金属丰度更强，因为低金属丰度会导致较强的 UV 辐射场[22]。除此之外，Cormier 等人[31]对矮星系样本的研究，发现平均的 [NII] 122 μm/IR 的




注：方形和圆形代表 Herschel 观测的星系；菱形为其他人工作中的星系；同时，实心的标记为 AGN 对总热光度的贡献大于 35% 的星系，不用于拟合；点的颜色根据星系的远红外颜色标记；黑色虚线为整个样本的拟合关系，其他颜色的虚线表示固定斜率为 1 的最佳拟合关系。

图 2　恒星形成率与 [NII] 光度之间的相关性[27]

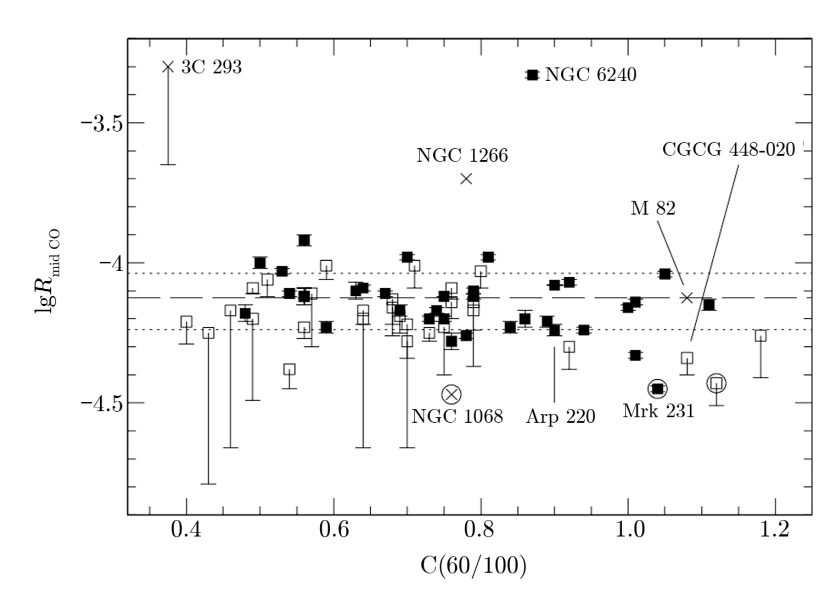
比值，与 Brauher 等人[32]的富金属样本的值只差两倍。那么低于太阳金属丰度的 1/15 时，认为 [NII] 205 μm 发射线与金属丰度没有强烈的依赖性。所以，[NII] 205 μm 发射线是 FIR 示踪剂中受金属丰度影响最小的线，并且可以作为高红移星系一个有用的 SFR 示踪剂。但同样地，它也存在匮乏现象 (当考虑 IR 光度较大的星系时，其他来自 PDR 和 HII 区的精细结构线都表现出这种匮乏现象[3])。对 IR 光度低于 $10^{11.5}$ $L_{\odot}$ 的 SFGs，利用 [NII] 205 μm 定标估计的 *SFR* 变化为 3 倍，但是对光度更大的星系，变化上升到 10 倍[22]，这是利用精细结构发射线作为 SF 示踪剂的一个重要的限制。

2.1.3　中 J CO 跃迁谱线

了解 SF 与星系中分子气体的关系，能为理解星系的形成与演化提供关键信息，而分子气体通常是使用其最明亮的 CO 跃迁来示踪的。通过观测 CO 的多条转动跃迁 (J 为 CO 谱线的转动能级)，可以建立 CO 谱线能量分布 (CO spectral lines energy distribution, CO SLED)。利用 Herschel 观测获得的 CO SLED 进行的多项研究[33−35]表明，CO SLED 是研究温分子气体性质强有力的工具。虽然 CO(1-0) 已经被广泛应用于总分子气体含量的示踪，但是 SF 发生在分子气体较密集的部分，这已经通过 IR 光度和致密分子示踪剂之间的相关

性证明[36]。普遍认为 SF 会让分子气体大幅度升温，由此产生的温气体可以通过中 J CO 跃迁很好地示踪，比如 CO(6-5) (临界密度为 $3 \times 10^5$ cm$^{-3}$，激发温度为 116 K)。最近的研究表明，SF 活动与分子云中气体总量没有直接的关系[37]，Mao 等人[38]研究发现 CO(3-2) 与 $SFR$ 的相关性确实要比 CO(1-0) 更好，Bayet 等人[39]的工作表明，中高 J CO (J=3-2 到 7-6) 发射线的光度与总红外光度基本上呈线性相关。并且，对尘埃连续谱的观测，表明大多数 (U)LIRGs 的核区尘埃温度为 50 K 甚至更高，与这个温度最佳的匹配则是中高 J CO 发射线 (J=4-3 到 9-8)。结合 CO SLED，Lu 等人的工作表明[28, 34]：在 SF 主导的星系中，CO SLED 的峰值出现在 J=6-8处；而对于 AGN 或者激波有显著贡献的星系中，CO SLED 将在 J=6-8 之后继续维持峰值水平甚至上升，这是因为 AGN 发射的 X 射线或者激波能够把气体加热到更高的温度，从而激发更高J CO 辐射 (星系中心能源的诊断将在第 4 章讨论)。

Lu 等人[34]研究发现，单一成分的气体模型不能解释这些观测，至少需要两种气体成分：(1) 温暖致密成分，CO 谱线发射主要为中 J 成分 (5-10) 并且在 J=6 或 7 处有一个峰值，这与当前的 SF 活动相关；(2) 密度适中的冷成分，CO 谱线主要为低 J 成分 (J<4)，与当前的 SF 没有直接的关系。在这项工作中，他们基于 (Herschel great observatories all-sky LIRG survey, GOALS) 的 65 个 LIRGs，发现在 (U)LIRGs 中，随着远红外颜色 C(60/100) 的增加，CO SLED 的峰值逐渐出现在 J=6 到 7 附近。并且，中高 J (J=5-10) CO 发射线的总光度与 IR 光度之比 ($R_{\rm mid\ CO}$) 在很大程度上与远红外颜色 C(60/100) 无关，如图 3 所示。图 3 表明除图中明显的离群星系外 (第 4 章会讨论)，中 J CO 跃迁确实与星系的 IR 光度线性相关，即它可以作为星系 $SFR$ 的示踪剂。

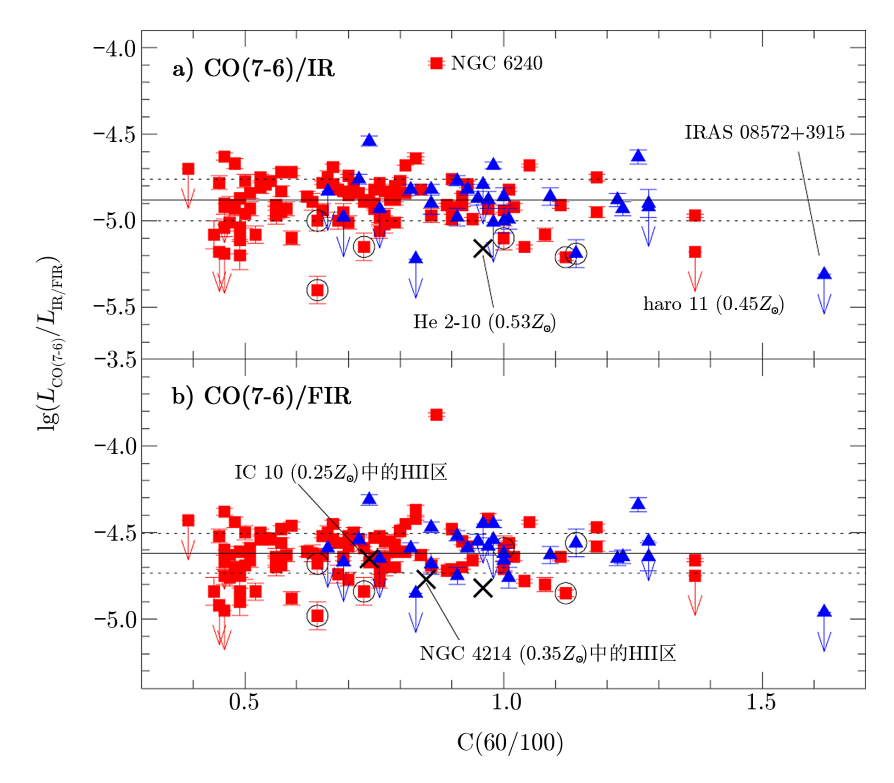



注：图中圆圈标记的星系具有明显的 AGN，图中虚线和点线分别代表样本的平均值和标准差。

**图 3　$R_{\rm mid\ CO}$ 的对数图，作为 FIR 颜色的函数**[34]

随后，Lu 等人[9]研究了包含 GOALS 中 125 个 LIRGs 的更大的样本，基于他们 2014 年工作的结果[34]，发现在中 J CO 跃迁谱线中，CO(7-6) 与总红外光度 (根据 K98，即为 *SFR*) 的线性关系是最好的，弥散仅为 0.12 dex 且基本不随 C(60/100) 的改变而改变，如图 4 所示。这表明在中 J CO 跃迁谱线中 CO(7-6) 可能是一个良好的 *SFR* 示踪剂，根据 K98，Lu 等人[9]给出了基于 CO(7-6) 定标的 *SFR*，表示如下：

$$SFR = 1.31 \times 10^{-5\pm0.12}\ (L_{\mathrm{CO(7-6)}}/L_{\odot}) \quad . \tag{7}$$

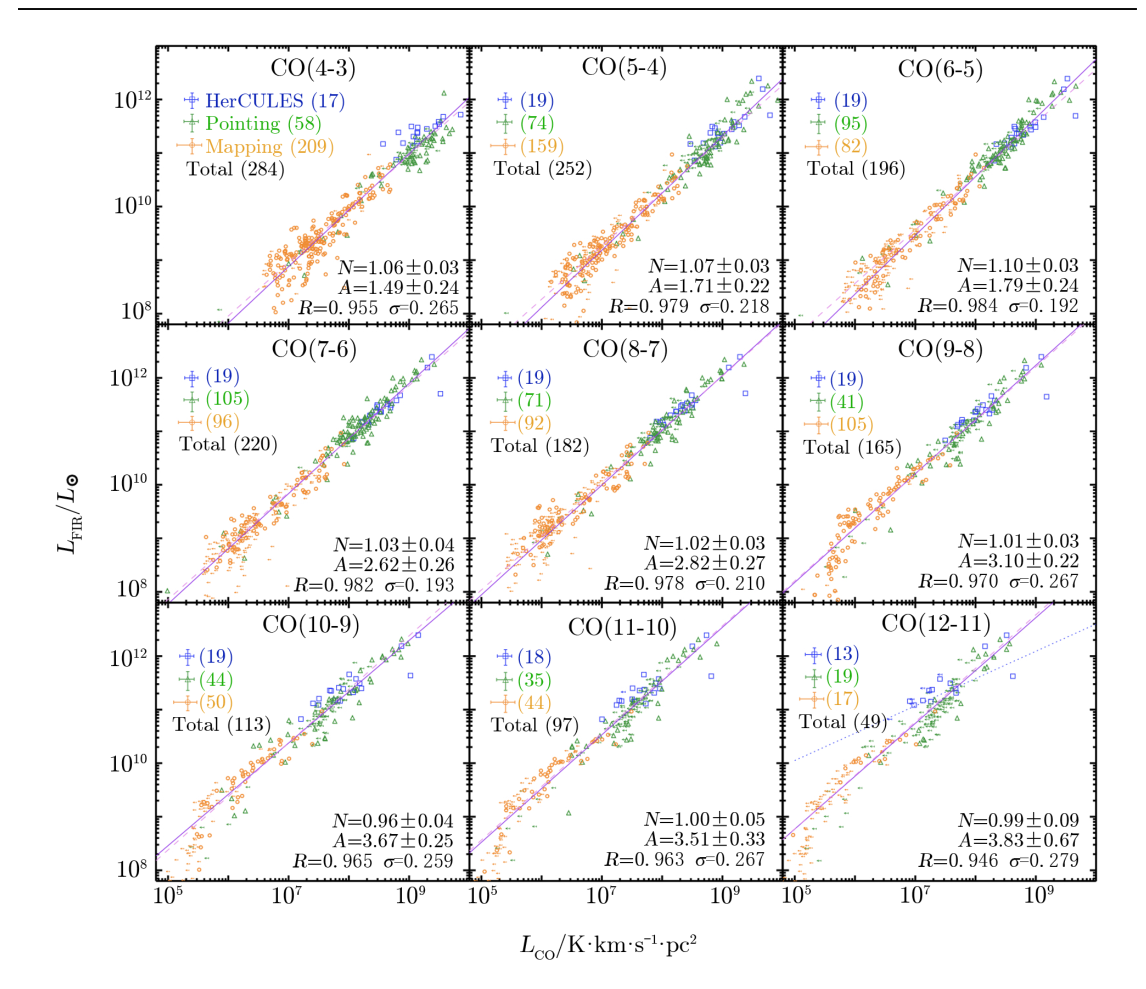



注：红色方块为观测的样本，蓝色三角是其他项目观测样本，文字标记的为低金属丰度星系或明显的离群星系，而 AGN 对总红外光度贡献较大的星系用圆圈标出，实线为样本比值的中值，虚线为样本标准差。

图 4　CO(7-6) 光度与总红外光度之比与远红外颜色 C(60/100) 之间的关系[9]

同时，Liu 等人[8]基于 (Herschel spectral and photometric imaging receiver, SPIRE) 和 (photodetector array camera and spectrometer, PACS) 的数据，研究了 167 个近邻星系的 9 条 CO 跃迁谱线 (J= 4-3 到 12-11) 和 FIR 光度之间的相关性，如图 5 所示，表明这些 CO 跃迁谱线光度与 FIR 光度之间都呈现出线性相关，而且中 J CO 跃迁与 FIR 光度之间的相关性最好。他们的结果与 Lu 等人于2014[34], 2015[9]年所得到的结果一致。

总而言之，可以发现中 J CO 跃迁能够示踪星系中温暖、致密的分子气体，而这接近当前或者最近的 SF 活动的位置。并且，从 CO SLED 中可以看出，它的峰值通常接近于




注：蓝色方块来自 HerCULES 样本，是最亮的 (U)LIRGs。绿色三角形是其他的单点数据，由亮度较低的 (U)LIRGs、近邻的塞佛特星系核以及旋涡星系核组成。橙色圆圈是成图数据，其中的大多数是近邻星系的核区域，但在最高 J 跃迁线处仍然存在一些非核区域。

**图 5　近邻星系 (蓝色正方形和绿色三角形) 和近邻星系空间分辨区域 (橙色圆圈) 中 9 条 CO 跃迁谱线的光度与 FIR 光度之间的相关性**[8]



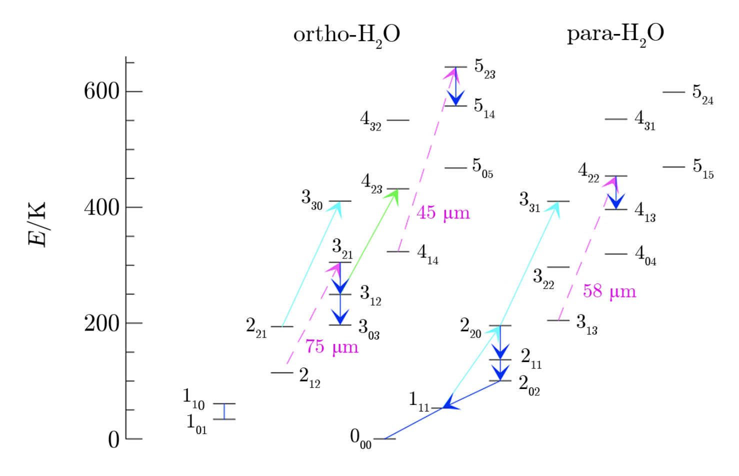
CO(7-6) 附近，而且如 Rosenberg 等人[3]2015 年发现的那样，在 CO 谱线中不存在所谓的匮乏现象，所以认为该条谱线是中 J CO 谱线中示踪 *SFR* 最好的一条。因此中 J CO 谱线和 [CII] 158 μm, [NII] 等构成了宝贵的星系 *SFR* 示踪剂，特别是在高红移天体中。

2.1.4　水线

在温暖的星际气体中，除 CO 外，$H_2O$ 可能是最丰富的 $O_2$ 载体之一，但它大多数都被限制在星系寒冷区域的尘埃颗粒中[40]。最近的观测研究表明，在红外星系中，亚毫米波段 $H_2O$ 线是无处不在的，包括在近邻和早期宇宙中[41]。由于 $H_2O$ 的高偶极矩、极其丰富的光谱和高的能级间距 (与其他在毫米波段有低能级跃迁的分子相比)，它与 FIR 温暖区域强

烈的辐射场耦合得很好。对 $H_2O$ 线的建模分析已经证明，$H_2O$ 线能够吸收尘埃发射的 FIR 光子，因此为在温暖、致密区域研究 FIR 场的强度提供了有效的方法[41]。但是，在低红移时研究 $H_2O$ 线比 CO 更具挑战性，最大的困难就是地球大气对 $H_2O$ 线的污染。然而，利用 ISO ($\lambda = 2 \sim 200$ μm) 对 SF 区域的一些研究，如 Arp 220, NGC 1068, Orion 等，表明 $H_2O$ 线可能直接示踪局部 IR 辐射场，因此为探测物理和化学过程提供了独特的诊断。随着 Herschel 灵敏度、角分辨率和波带覆盖范围的提高，为研究无大气污染的亚毫米区域星系提供了前所未有的机会，从而为观测 SPIRE 频带 ($\lambda = 194 \sim 672$ μm) 中的 $H_2O$ 线提供了独特的机会。Herschel 在 Orion 以及近邻星系中观测到了大量的亚毫米 $H_2O$ 线，并且还包括了一些从地面观测到的高红移 ULIRGs。在这些研究中，发现 $H_2O$ 线的强度与相邻的高 J CO 谱线 (J=8-7 到 13-12) 强度相当[43]。

通过对 Mrk 231 中 $H_2O$ 线和尘埃连续谱的建模，González-Alfonso 等人[42] (简称为 G-A10) 解释了来自冷扩展区域的碰撞，对 $H_2O$ 线的部分低激发态能级线的激发，而负责 $H_2O$ 高激发态能级线和一部分激发态能级线激发的则是红外抽运，如图 6 所示。这表明在 Mrk 231 中 $H_2O$ 分子的激发是碰撞和 IR 抽运相结合的结果，因此 $H_2O$ 线的激发自然与局部 IR 辐射场相关，并且对亚毫米 $H_2O$ 线进行系统性的研究是有必要的。通过他们提出的谱能量分布 (spectrum energy distribution, SED) 分解 (详见 González-Alfonso 等人[42] 文中图 3)。确定了三个成分：(1) 尘埃温度 150~400 K 的热成分，主导波长小于 20 μm 的发射；(2) 温暖致密成分 (95 K, 120 pc) 主导波长 20~70 μm 的发射；(3) 延展 1 kpc 成分，尘埃温度为 40 K，主导波长大于 70 μm 的发射。$H_2O$ 线流量大部分由强烈的辐射场主导，温暖致密成分对高激发态谱线进行重现，但是低激发态谱线存在模型匮乏。这种匮乏表明成分 (3) 对低激发态谱线的贡献，模型包括辐射激发和碰撞激发，而碰撞激发对能级小于 200 K 的谱线有显著的影响。




注：蓝色箭头/线为用 SPIRE 探测/未探测到的 $H_2O$ 线，用 PACS 探测的线为绿色，ISO 探测线为亮蓝色；虚线箭头为用 SPIRE 观测到的高激发态谱线的主要抽运路径；向上的箭头为吸收线，向下的箭头为发射线。

图 6　$H_2O$ 线的能级图[42]

随后基于 Herschel SPIRE 的 (fourier transform spectrometer, FTS) 数据，Yang 等人[40]第一次系统性地研究了红外星系中亚毫米 $H_2O$ 线的发射，证实了 G-A10 的解释。Yang 等人的研究[40]发现 $H_2O$ 线的光度与 IR 光度之间存在近乎线性的相关性，如图 7 所示。这种关系可能是通过 IR 抽运产生的非常强烈的 FIR 辐射的结果，虽然详细的激发模型是必要的，但是这个关系已经证实了在 $H_2O$ 分子的激发中 IR 抽运的重要性，图 7 中两个子样本相似的相关性表明 $H_2O$ 线激发的主要能源可能不是 AGN。并且，还发现 $H_2O$ 线与 IR 光度的比值随着星系 25 ~ 60 μm 整体流量密度比 ($f_{25}/f_{60}$) 的增加而下降，但是与 C(60/100) 之间不存在相关性；这个结果表明非常温暖的尘埃对亚毫米 $H_2O$ 线的激发贡献与温暖尘埃的贡献相比要小。虽然他们对样本使用了不同的拟合方法，但是在对数空间中都产生了相似的结果，具体表示如下：

$$\lg L_{\mathrm{H_2O}} = \alpha \ \lg L_{\mathrm{IR}} + \beta \quad , \tag{8}$$

其中，$\alpha$ 和 $\beta$ 分别为拟合时的斜率与截距。

相同的结果也可以在 Omont 等人[43]，对 6 个新的具有引力透镜效应的高红移 ULIRGs 的研究中发现，但这些源只探测到图 7 中的 $H_2O(2_{02}-1_{11})$ 或者 $H_2O(2_{11}-2_{02})$ 发射线。通过对透镜放大的修正，使用现有的透镜模型，他们也发现了 $H_2O$ 线光度与红外光度之间存在很强的依赖性，考虑到文中的源以及 Yang 等人[40]中的 ULIRGs，$H_2O$ 线光度与 IR 光度之间关系表示为 (详见 Omont 等人[43]文中的图 4)：

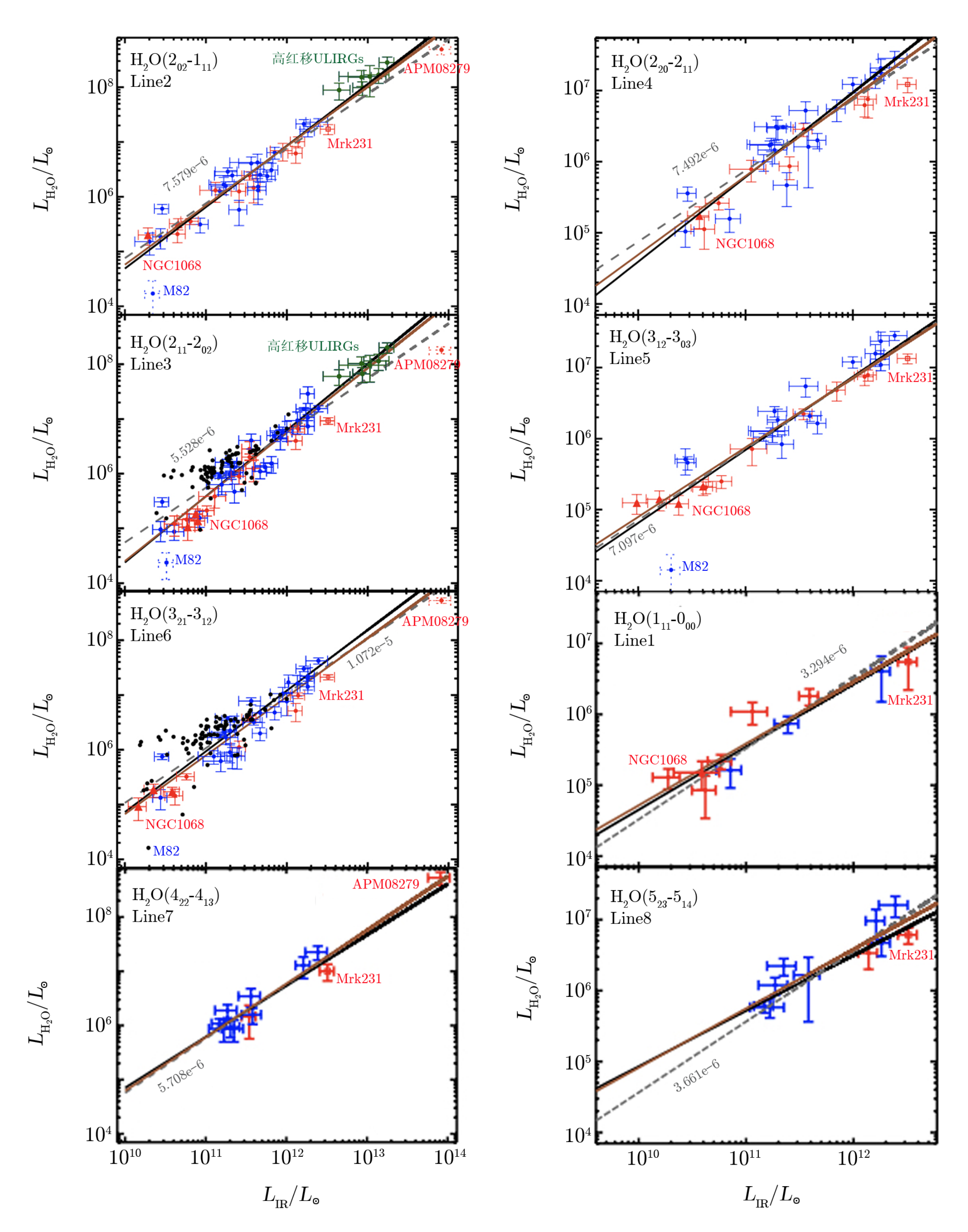
$$L_{\mathrm{H_2O}} = L_{\mathrm{IR}}^{\alpha} \quad . \tag{9}$$

需要重点强调的是，如 G-A10 对 Mrk 231 中 $H_2O$ 线的激发建模那样，光学厚的 $H_2O$ 线的强度是由气体的密度和温度、$H_2O$ 分子丰度、红外辐射场以及 $H_2O$ 分子和尘埃的空间分布等多种参数相互作用的结果。对高红移 ULIRGs 的研究，强调了 $H_2O$ 线在探测它们温暖致密的尘埃星际核心以及强烈的局部红外辐射场的重要性。所以说，亚毫米 $H_2O$ 线确实构成了一个完全不同的诊断。

#### 2.1.5　其他的精细结构线

ISM 包含多种成分：冷分子气体、温暖中性气体和电离气体。其中，温暖中性气体是星系 ISM 的重要组成部分，它能够通过离子和原子的精细结构线探测，如 [CII] 158 μm, [OI] 63 μm 以及 [OI] 145 μm[44]。因此，中性原子气体的另一个主要的冷却剂是 [OI] 63 μm 谱线[19, 45]。且在 C(60/100) 大于 0.7 时，[OI] 63 μm 谱线变得比 [CII] 158 μm 谱线更亮[32]。实际上，由于它较高的激发温度和临界密度，[OI] 63 μm 谱线能够成为温暖致密气体环境 (如在星暴区域或者星系中心[32, 46]) 的主要冷却剂。另外，[OI] 145 μm 谱线的发射强度则比 [OI] 63 μm 谱线要弱很多[32]，但是受到的吸收可能更小。

Farrah 等人[47]针对 Herschel 观测的 25 个 ULIRGs，对 6 条精细结构线进行了研究，发现 [OI] 和 [NII] 122 μm 对于 ULIRGs 是最可靠的 *SFR* 示踪剂。可以看出，对他们的样本而言，[OI] 以及 [OIII] 88 μm 精细结构线光度与 IR 光度的相关性甚至优于 [CII] 158 μm 谱线光度，这表明后者示踪 IR 光度的准确性最多约为一个数量级。这一结果与 Sargsyan 等




注：样本分为具有强劲 AGN 的源和恒星形成主导的具有微弱 AGN 的源，用红色和蓝色点表示；黑色和棕色实线表示利用不同方法对整个样本进行的拟合结果；灰色虚线表示固定斜率为 1 的拟合结果。

图 7 不同跃迁能级 $H_2O$ 线光度与红外光度的相关性[40]

人[18]的发现一致，他们发现在更大的光度范围内两者之间存在粗略的相关性。同样地，De Looze 等人[19]发现，对于 [CII], [OI] 63 μm, [OIII] 88 μm 谱线光度与 *SFR* 相关性的弥散分别为 0.38, 0.25 和 0.30 dex (详见 De Looze 等人[19]文中的图 6)。且 [OI] 63 μm 谱线和 [OIII] 88 μm 谱线随金属丰度的变化不大。这表明在该样本中 (低金属丰度的矮星系)，与 [CII] 158 μm 谱线相比，[OI] 63 μm 谱线和 [OIII] 88 μm 谱线可能是星系 SF 更好的示踪替代。

总而言之，在 (亚) 毫米精细结构线中除了 [CII] 158 μm 和 [NII] 谱线以外，基于 O 的示踪剂可能也是星系 *SFR* 一个良好的探针。

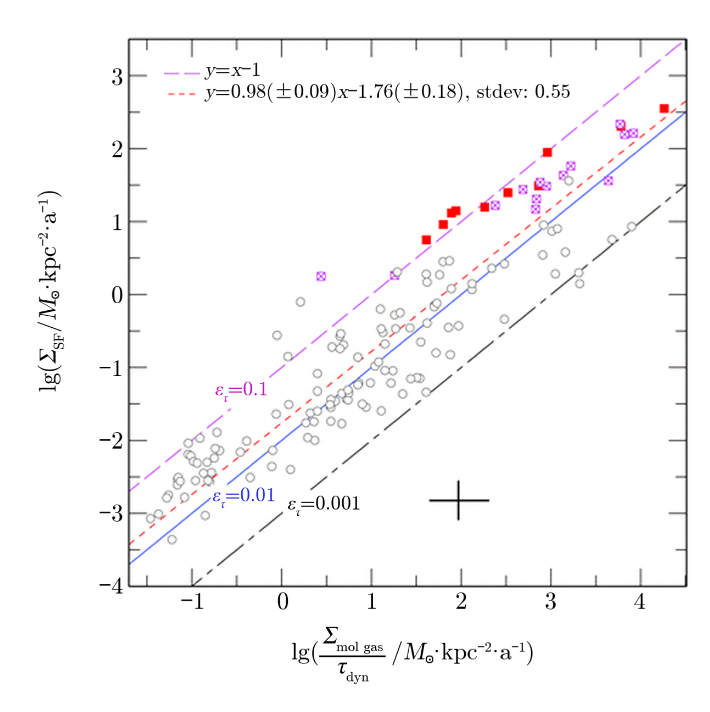
### 2.2 恒星形成模式

继 Kennicutt[5] 1998 年对星系中气体含量与 SF 之间的相关性 (气体面密度与 $\Sigma_{\rm SFR}$ 之间的关系，简称为 KS 关系) 研究之后，许多人进一步研究了这个相关性，如 Genzel 等人(2010)[48]、Daddi 等人(2010)[49]、Liu 等人(2015)[50]以及 Lutz 等人(2016)[51]等。其中，Genzel 等人[48]首次使用红移为 1~3 的 SFGs 中的 CO 发射线，比较了处于低红移和高红移下，以及不同星系环境中 *SFR* 与分子气体质量的依赖性，发现 SFGs 和并合星系的 KS 关系显示了一种双序列现象 (详见 Genzel 等人[48]文中的图 4)。在动力学时间尺度上，这种双序列现象如图 8 所示，图中零点偏移量为 $-1.76 \pm 0.18$，这相当于恒星形成效率 (star formation efficiency, SFE) 为单位动力学时间尺度上的 1.7%。在物理上，这种关系的解释是，恒星形成关系在某种程度上是由系统中的大尺度动力学时间所驱动的，即并合星系具有较小的尺寸和动力学时间，以及在动力学时间尺度上更高的 SFE。这个结果与 Kennicutt[5] 1998 年的结果一致。同样地，Daddi 等人[49]进一步研究了 IR 光度与气体质量，以及 IR 光度和气体质量比值与 IR 光度之间的相关性，发现盘星系和星暴系统的 KS 关系也存在着双序列现象 (详见 Daddi 等人[49]文中的图 2)。

虽然这种双序列现象的出现非常依赖于计算气体质量时选择的转换因子 (见第 3 章)，但是明显看到存在两个彼此分离的序列，即两种不同的 SF 体系：一种是与盘相关的 SFE 较低的模式，另一种是与星暴相关的 SFE 更高的模式，后者可能发生在主并合期间或者发生在致密的核 SF 区域，并且这两种模式都可以在大范围的 SFRs 中观测到。

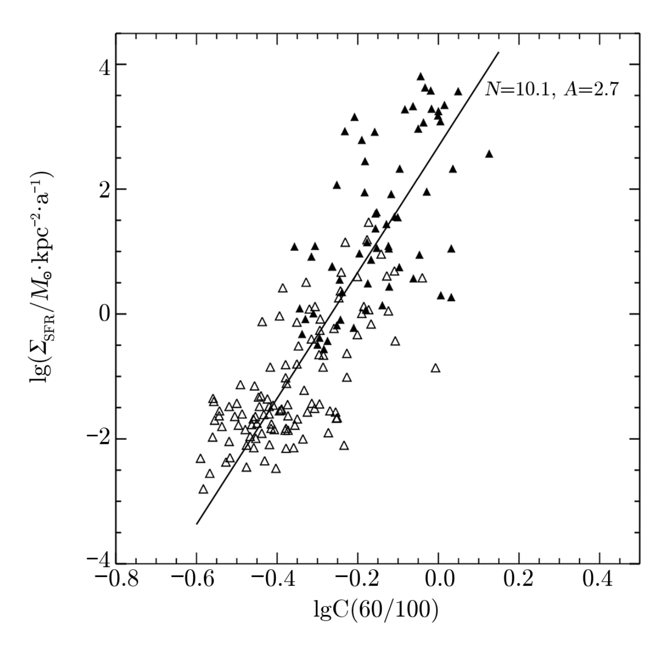
而后，在 Liu 等人[50]的研究中发现星系 $\Sigma_{\rm SFR}$ 与 C(60/100) 之间存在着较紧密的相关性，即后者能够间接地示踪 $\Sigma_{\rm SFR}$，如图 9 所示。因此，Lu 等人[9]基于 Herschel 的 CO(7-6) 和 [NII] 205 μm 的数据，研究了高红移星系中 *SFR* 以及 C(60/100) 的测量。红移为 1~3 时，他们样本中的 (U)LIRGs 基于普遍的 SF 模式，由两种不同的星系类型组成：(1) 核星暴主导的并合，具有温暖的 FIR 颜色 (C(60/100)) 以及与近邻 ULIRGs 相似的较高的 SFE； (2) 富气体的盘星系，盘的 SF 以及 SFE 与近邻旋涡星系相似。这与 Daddi 等人[49]的结果一致。也就是说对于所有正常星系以及 (U)LIRGs，如果有效的 SF 区域固定，随着 IR 光度的增加将具有更加高效的 $\Sigma_{\rm SFR}$，这将导致更加温暖的 C(60/100)。

同时，他们得出了谱线 ([CII] 158 μm, [NII] 以及 CO(7-6)) 光度的比值与 C(60/100) 之间的相关性，发现谱线比值与 C(60/100) 之间都呈反比，其中 [NII]/CO(7-6) 的比值与 C(60/100) 之间最为紧密，如图 10 所示。相似地，在 Lutz 等人[51]的研究中，也发现 [CII]



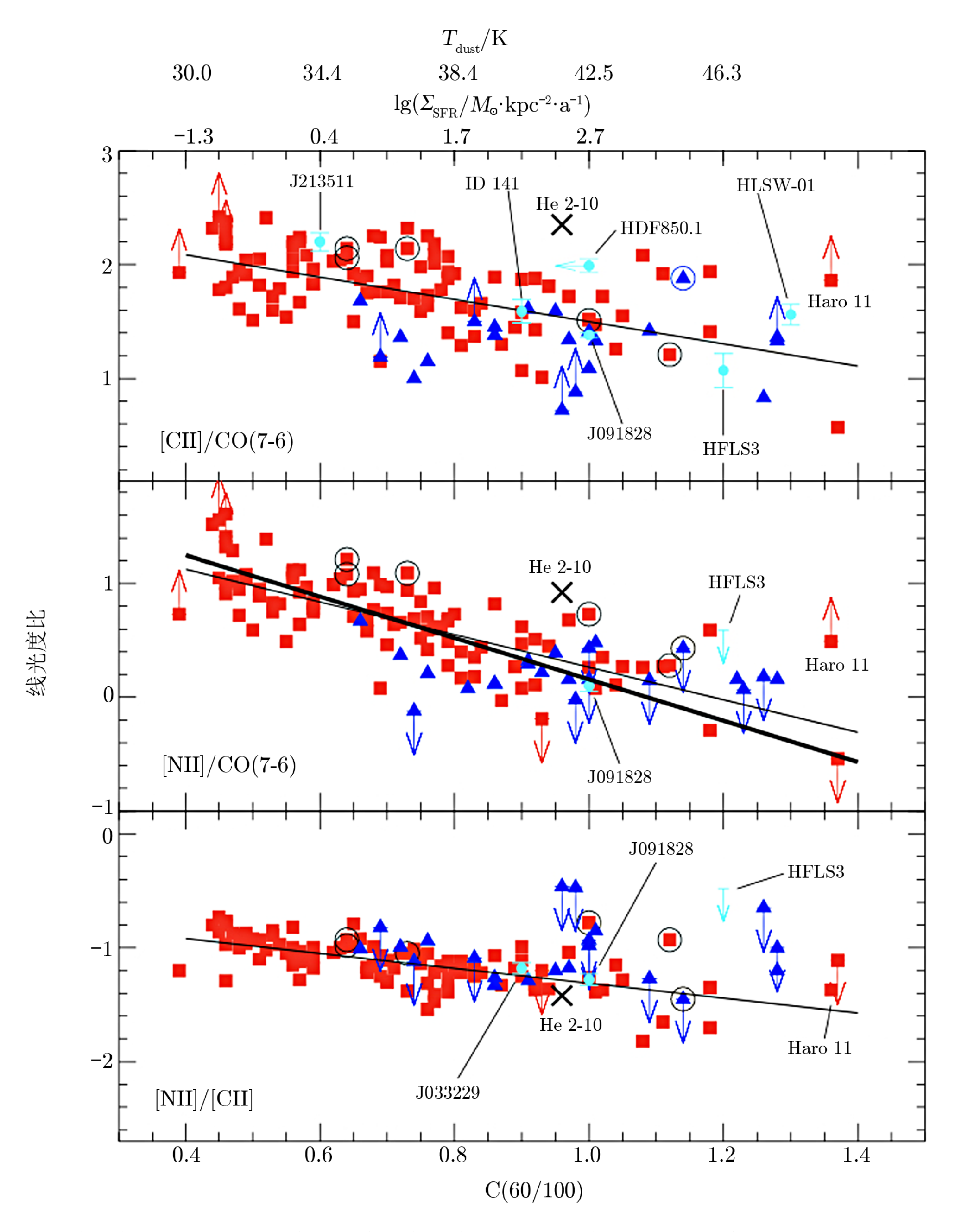

注：图中红色和酒红色正方形代表并合星系和亚毫米星系，灰色空心的圆圈为 SFGs。红色短虚线表示对所有数据的最佳拟合，其余的 3 条虚线表示单位动力学时间尺度下恒定的 SFE。

图 8 并合星系和亚毫米星系在动力学时间尺度下的 KS 关系[48]




注：空心三角形表示正常旋涡星系，实心三角形表示 (U)LIRGs。实线为所有数据的拟合结果，$N$ 为其斜率值。

图 9 $\Sigma_{\rm SFR}$ 与 C(60/100) 之间的相关性[50]




注：红色方块表示选自 GOALS 中的 98 个星系，蓝色三角形表示近邻的 ULIRGs。实线表示不同方法的拟合结果，尘埃温度和 $\Sigma_{SFR}$ 在图的顶端给出。

图 10　3 个线比与 C(60/100) 之间的相关性[9]

158 μm/FIR 的光度比与 $S_{70}/S_{160}$ 之间存在相关性 (详见 Lutz 等人[51] 文中图 8)。这个结果在 Lu 等人[28, 29] 以及 Cheng 等人[52] 的研究中也能看到 (详见 Lu 等人[28] 文中的图 3 以及 Lu 等人[29] 文中的图 6 和图 7)。

综上，对经典 KS 关系的研究都发现了明显存在的双序列现象，即对于 SFE 较低的系统和 SFE 较高的系统而言，它们虽然都遵循相似的 KS 关系，但是两者存在明显的偏离。它们之间形成了两个彼此分离的序列，称为两种不同的 SF 模式。同时，由于 FIR/Sub-mm 波段谱线之间的比值能够估算 C(60/100)[9]，而后者又能够示踪星系的 $\Sigma_{\rm SFR}$[50]。因此，通过这些比值能够间接地示踪星系的 $\Sigma_{\rm SFR}$，从而很好地研究两种不同的 SF 模式。

## 3 分子气体质量的测量

### 3.1 低 J CO 跃迁谱线

正确理解星系中 SFR 与形成恒星气体之间的关系，是研究与 SF 相关的过程以及规律的关键，也是进一步研究高红移星系乃至第一代星系中与 SF 有关的过程以及规律的基础。研究发现，SF 活动与分子云中分子气体的总量没有直接的关系，而是与云中高密度的分子云核密切相关[36, 37]。根据 KS 关系，表明探索星系中的分子气体，对于理解 SF 的性质、调节它的参数，以及它对局部和整体的星系性质之间可能存在的依赖关系是必须的。虽然 $H_2$ 是构成银河系的主要星际气体，分布在银河盘的大部分区域上，但是 $H_2$ 分子的四极旋转跃迁存在于红外线之中，因此必须使用间接的方法来估计它在冷致密云中的质量。$^{13}$CO 分子经常用于这一目的。在银河系外，即使人们愿意假定在如此遥远的天体中 $^{13}$CO/$H_2$ 比值是典型的太阳临近值，但还需要作出关于两种元素同位素的相对波束填充因子的额外假设[53]。更重要的是，$^{13}$CO 发射微弱，通常比 CO 的强度低约 1 个数量级，使得利用它来示踪气体质量在实践和理论上都没有什么实质性进展。可能正是由于这些困难，使得单独利用速度积分的 J=1 → 0 CO 强度 ($I_{\rm CO}$) 作为河外星系中分子气体柱密度的线性示踪已经变得普遍[53]。

到目前为止，使用 CO 及其跃迁谱线来测量星系中分子气体质量和探索其物理性质的方法已得到验证[53, 54]，并成功应用到整个近邻宇宙 ($z < 0.3$)[55] 和越来越高的红移之上[56−58]。Yao 等人[59] 首次研究了选自 SLUGS (SCUBA local universe galaxy survey) 中的 60 个近邻红外发光星系中 CO(1-0) 和 CO(3-2) 谱线的统计性质，在假设 CO 相对于 $H_2$ 的丰度 $Z_{\rm CO}$ 为 $10^{-4}$ cm$^{-3}$ 时，他们样本中 CO-$H_2$ 转换因子 $X_{\rm CO}$ 的平均值比从银河系推导的常规值低了一个量级。基于大速度梯度 (large velocity gradient, LVG) 模型他们得到了转化因子的表达式：

$$X = \Lambda \cdot n({\rm H_2})/(Z_{\rm CO}T_{\rm rad}) \quad , \tag{10}$$

式中，$n({\rm H_2})$ 为分子气体密度，$T_{\rm rad}$ 为 CO(1-0) 跃迁谱线的辐射温度，$\Lambda = Z_{\rm CO}/[{\rm d}(v/r)]$，${\rm d}(v/r)$ 为云的速度梯度。Kenney 和 Young[60] 1989 年的结果，分子气体质量 $M_{({\rm H_2})}$ 表示为：

$$M_{({\rm H_2})} = 1.1 \times 10^3 D_L^2/[(1+z)S_{\rm CO}] \quad , \tag{11}$$

式中，$D_L$ 为光度距离，$S_{\rm CO}$ 为在 15″ 下测量的 CO(1-0) 的流量，且它可以写为：

$$S_{\rm CO} = 2.1 I_{\rm CO(1-0)} \quad . \tag{12}$$

因此，可以简单地推导出测量的分子气体质量，表示为：

$$M_{\rm H_2} = 0.52 \times 10^3 \ D_L^4 \Omega_{\rm b} / [(1+z)^4 L_{\rm CO(1-0)}] \quad . \tag{13}$$

在高红移观测中通常只有高 J CO 谱线能够用于评估分子气体的质量和物理状态，但是因此忽略了较冷或低温激发的气体[61]。低 J CO 跃迁示踪总分子气体质量时，存在的 CO-$H_2$ 转换因子 $\alpha_{\rm CO}$，在不同的物理环境下的变化高达 10 倍[57, 62]，从而对结果造成了很大的不确定性。而且，低 J CO 跃迁在高红移星系中由于灵敏度的限制和逐渐增加的宇宙微波背景 (cosmic microwave background, CMB) 辐射，很难用现有的地面设备进行观测。另一方面，由于高 J CO 谱线较高的临界密度和激发能量，使得它们不能示踪总分子气体质量。并且，利用 CO 跃迁来示踪分子气体质量时的另一个局限性是在追踪贫金属分子气体时，对典型的旋涡星系、麦哲伦星云、麦哲伦不规则星云和蓝色致密矮星系等贫金属天体的观测的不确定性，已经证明了这一点。不幸的是，上述的所有偏差都可能阻碍测量高红移下的分子气体质量；因此，寻找能够替代的分子气体质量示踪剂就变得重要而迫切[63]。

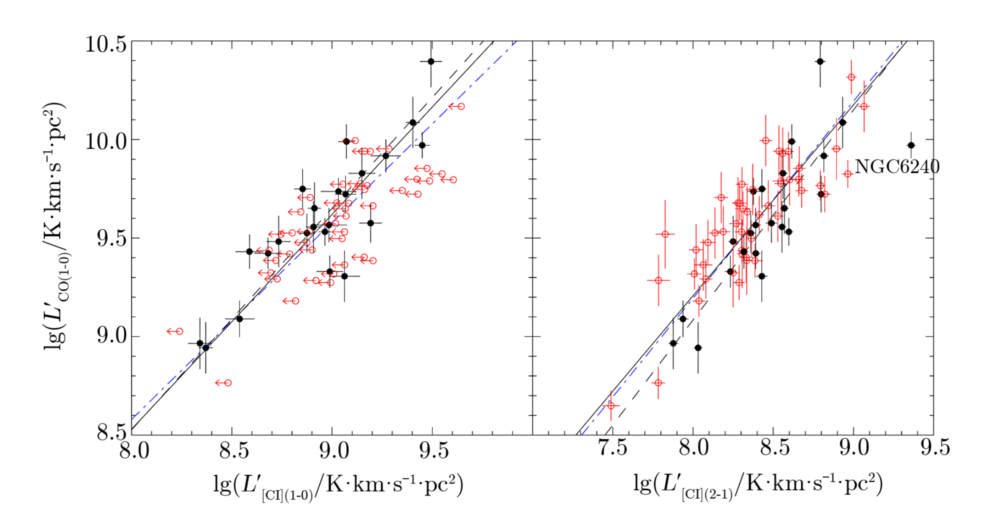
### 3.2　[CI] 精细结构线

中性碳的精细结构线 [CI]($^3P_1 \rightarrow ^P_0$) (后称之为 [CI](1-0)，静止频率为 492.161 GHz) 和 [CI]($^3P_2 \rightarrow ^3 P_1$) (后称之为 [CI](2-1)，静止频率为 809.344 GHz)，是从分子云中探测到的首批 PDR 谱线之一，但是它们受到的关注极少，其原因为：(1) 由于在其静止频率上较低的大气传输，妨碍了对分子云的常规观测；(2) 接收机灵敏度和快速绘制大面积图像的能力方面，仪器的限制；(3) 一维稳态 PDR 模型早期理论的偏见，认为 [CI] 只分布在 FUV 照射的分子云表面的一个相对较窄的 [CI]/[CI]/CO 过渡区域[61]。这些原因可能阻碍了它作为分子气体质量示踪剂的使用，尽管大范围的 [CI] 成像相当困难，但是早期的工作已经表明 [CI] 分布广泛，并且与其他的分子气体质量示踪剂 (如 CO) 之间有很好的相关性[64]。进一步的观测工作也证实了分子云中这种 CO-[CI] 成协的存在，而且相对于大部分 CO 亮气体而言，N(C)/N([CI]) 比率通常是一个恒定值[65]。在同时检测到 [CI](2-1) 的少数情况下，[CI](2-1)/[CI](1-0) 的比率在局部热力学平衡 (local thermodynamic equilibrium, LTE) 下与在星暴或宁静环境中仅从 CO 谱线或 FIR/Sub-mm 尘埃连续谱推断出来的气体温度相似。对上述所有结果最简单的解释是，[CI] 与 CO 完全成协，并示踪相同的分子气体质量。

Jiao 等人[66]对 (U)LIRGs 中 [CI](1-0), [CI](2-1) 以及 CO(1-0) 谱线的统计研究，表明 CO 谱线光度总是与 [CI] 两条谱线的光度呈线性相关，如图 11 所示。并且，她们采用 Papadopoulos 等人[61]的工作中利用 [CI] 谱线强度推导的分子气体质量公式：

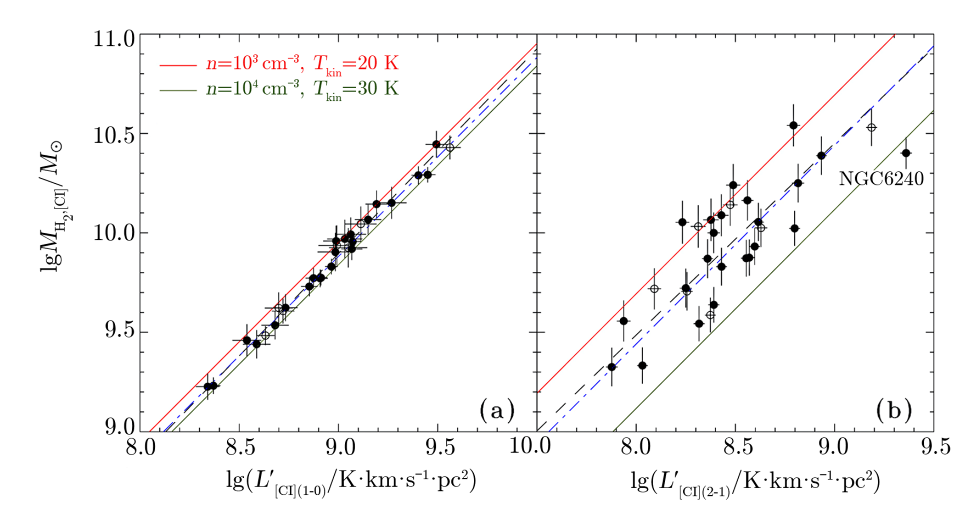
$$M_{\rm H_2,[CI]} = \frac{4\pi m_{\rm H_2} D_L^2 Q_{\rm ul}^{-1} I_{\rm [CI]}}{hcA_{\rm ul} X_{\rm [CI]} (1+z)} \quad , \tag{14}$$

式中，$Q_{\rm ul}$ 为依赖于气体温度 ($T_{\rm kin}$)、密度 ($n$) 以及辐射场的激发因子，$A_{\rm ul}$ 为爱因斯坦系数。最终在 $n$ 和 $T_{\rm kin}$ 取不同值的两种情况下得到拟合结果，如图 12 所示。




注：黑色实心圆圈代表样本中同时探测到两条 [CI] 谱线的 23 个星系，红色空心圆圈代表只探测到 [CI](2-1) 谱线的额外的星系，对于前 23 个星系用自由斜率的黑色虚线和固定斜率为 1 的蓝色虚点线分别代表它们的最佳拟合关系，图中黑色实线为整个样本的拟合关系。

图 11 CO(1-0) 光度与 [CI] 两条谱线光度间的相关性[66]




注：图中实心/空心圆圈分别代表有/无 CO(1-0) 数据的星系，蓝色虚点线代表固定斜率为 1 的最佳拟合，黑色虚线代表自由斜率的最佳拟合，红色和黛绿色分别代表密度和气体温度取不同值的情况。

图 12 分子气体质量与中性碳两条精细结构谱线光度之间的相关性[66]

考虑到低 J CO 谱线发射通常用于示踪总分子气体，因此 [CI](1-0) 和 [CI](2-1) 谱线至少可以成为在 (U)LIRGs 中示踪总分子气体的新途径，这对于测量高红移星系的总分子气体质量可能特别有用。因为高红移星系中 CO(1-0) 谱线很难利用地面设备观测，而来自遥远天体的 [CI] 谱线则可以利用地面的毫米/亚毫米望远镜观测。结合图 12，可以看出 [CI](1-0) 推导的气体质量具有更小的弥散，这是因为 $Q_{21}$ 与 $Q_{10}$ 相比对气体的温度和密度更加敏感。因此，若对气体的温度和密度没有限制的话，[CI](1-0) 与 [CI](2-1) 相比是更好的总分子气体示踪剂。然而，在实际中 [CI] 丰度的变化或 [CI] 发射光学薄假设的违背可能会掩盖这种效应，最终导致这两条线相似的弥散度，如图 11。并且，在 Papadopoulos 和 Greve[67] 对 NGC 6240 以及 Arp 220 的研究中，也发现利用 [CI] 谱线所算出的分子气体质量与使用 CO 的标准方法得到的一致。也就是说充分利用 [CI] 发射示踪分子质量能力的最好的地方不是在低红移宇宙，而是在高红移中 ($z > 1$)[61]。

然而，上述研究是对星系的整体平均特征而言，为了进一步理解 [CI] 发射的特征，需要更高空间分辨率和灵敏度的观测。在 Herschel 投入使用之前，只有少部分空间分辨的河外 [CI] 观测，如 Krips 等人[68] 首次研究了关于河外源 NGC 253 的高分辨率 (约 $3''$) 的 [CI] 发射，发现 [CI] 与 CO 之间类似的分布。Jiao 等人[69] 研究了 Herschel 的 15 个在亚 kpc 尺度上空间分辨的近邻旋涡星系中 [CI] 的发射。她们通过比较两条 [CI] 谱线与 CO(1-0) 谱线的空间分布和光度，发现 [CI] 谱线与 CO(1-0) 谱线之间有相似的分布，并且光度之间紧密的线性关系表明 [CI] 谱线与 CO(1-0) 一样能够在星系 kpc 尺度上示踪总分子气体，这与她们 2017 年的工作结果[66] 一致。她们将 [CI] 谱线作为分子探针的能力与其他探针 (如 CO(1-0)) 进行比较，表明在除 (U)LIRGs 以外的其他星系中 [CI] 与 CO(1-0) 一样，都能够示踪总分子气体。然而，高红移系统中 CMB 将会对 CO(1-0) 谱线的示踪能力造成明显的影响，而与 CO(1-0) 相比，[CI] 将会保持更大的对比度[70]，即在高红移系统中 [CI] 谱线更容易被地基毫米/亚毫米望远镜俘获。在 Jiao 等人[69] 2019 年的工作中，她们还研究了两条 [CI] 谱线的光度与 CO(1-0) 谱线的光度之比与尘埃温度之间的相关性 (详见 Jiao 等人[69] 文中图 4)，发现仅使用一条 [CI] 谱线会对总分子气体质量的估计造成不确定性，最好的方法是覆盖两条 [CI] 谱线。

同样地，Crocker 等人[71] 基于 Herschel 观测的 18 个近邻星系，利用这些星系中的 [CI] 谱线强度以及分辨的 CO 谱线强度，研究了在典型近邻星系中 [CI] 谱线示踪的 ISM 的成分。他们发现 [CI] 谱线与 CO(4-3) 之间存在紧致的线性相关性，对 [CI] 确定的分子气体质量转换因子 $\alpha_{[CI]}$ 分别为 7.3 $M_{\odot}\cdot\mathrm{K}^{-1}\cdot\mathrm{km}^{-1}\cdot\mathrm{s}\cdot\mathrm{pc}^{-2}$ ([CI](1-0)) 和 34 $M_{\odot}\cdot\mathrm{K}^{-1}\cdot\mathrm{km}^{-1}\cdot\mathrm{s}\cdot\mathrm{pc}^{-2}$ ([CI](2-1))，这些值与 Jiao 等人[66] 中的不同，后者的调整系数为 1.36，且包含 He 分子对总分子气体质量的贡献。虽然两者推导出的转换因子有很大的不同，但是最终都表明 [CI] 可能是一个很好的分子气体质量示踪剂，且示踪能力在高红移天体中更加突出。

综合以上研究能够发现，利用 [CI] 发射线作为分子气体的探针与利用 CO 的标准方法相比具有以下优势：(1) [CI] 的两条光学薄的发射线与 CO 很好地成协，并且基本与星系的物理环境无关，对有无 AGN 并不敏感[72]。因为中性碳的精细结构是简单的三能级系统，在 LTE 下使用这两条发射线可以准确地测量分子气体的激发温度、柱密度以及质量，而不需

要额外附加的假设。(2) [CI](1-0) 和 CO(1-0) 具有相似的临界密度 (约 $10^3$ cm$^{-3}$)，以及类似的激发温度，这表明它们可能来自同样的分子气体环境，因此在 C 相对于 $H_2$ 丰度已知的情况下，[CI](1-0) 可以用来代替 CO 示踪冷分子气体的质量。(3) 在致密的星系中使用低 J CO 谱线示踪分子气体质量的方法，如在 (U)LIRGs 中，极大地受到转换因子 $\alpha_{CO}$ 的限制，无法准确地示踪总分子气体质量[62]。同时，利用近邻[65, 73]和高红移[74]的地基设施对 [CI] 发射线的有限观测，确实表明 [CI] 可能示踪远近星系中的 $H_2$ 分子气体，类似于低 J CO 谱线[72]。因此，[CI] 谱线可能是更合适的分子气体探针[56, 61, 66, 69, 71, 75]

### 3.3 [CII] 158 μm 谱线

正如 3.1 节和 3.2 节中所讨论的那样，无论是 CO 谱线还是 [CI] 谱线，单独用于示踪星系中的分子气体，虽然都各具优势，但是总会存在各种各样的问题。主要问题如下：(1) $^{13}$CO 分子不仅发射线非常微弱，而且通常都需要额外的假设[53]；(2) CO 作为分子气体探针时，其转换因子 $X_{CO}$ 依赖于金属丰度和气体密度[57]，以及在高红移环境中 CMB 显著的影响[70]和在示踪贫金属 $H_2$ 气体时的局限性；(3) 对于 [CI] 谱线，在其静止频率下，较低的大气传输严重影响了 [CI] 谱线的大规模巡天。同时，还有传统 PDR 模型对 [CI] 谱线分布的预测[61]，以及 [CI] 谱线对碳丰度的依赖性[69]。虽然尘埃也是另一种使用广泛的气体示踪剂 (在假设气尘比的情况下)[75]，但是在低频时将很难测量，因为高红移下固有的尘埃发射与 CMB 辐射的对比急剧下降[70, 76]。虽然 [CI] 谱线比大多的 CO 跃迁都弱，但是从上文中可以看出 [CI] 谱线是一个更合适的分子气体探针，不过这个方法仍然是一个开放性的研究。另一个可能性是使用 [CII] 158 μm 谱线来研究遥远宇宙中的气体物理条件，这是一个有前景的方法[77]。

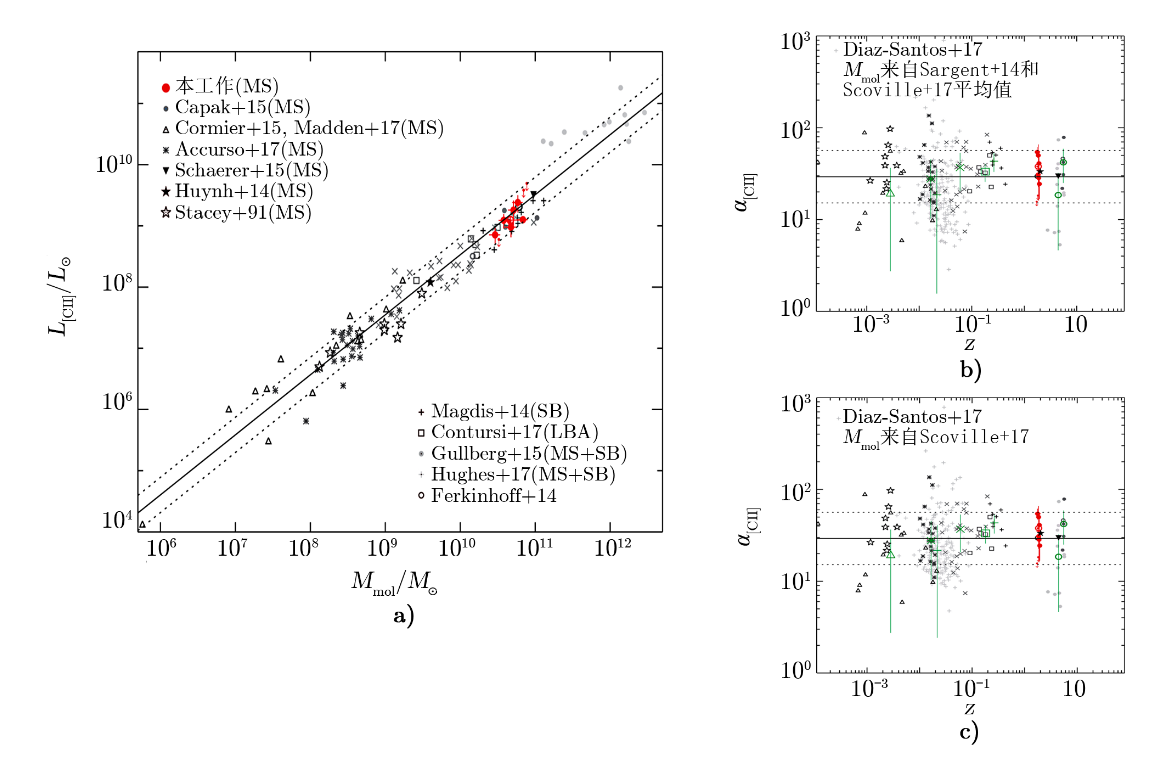
已经证实 [CII] 158 μm 谱线是 SF 星系中最亮的精细结构发射线之一，同时有理论和观测认为 [CII] 158 μm 谱线是假设的 CO 暗气体良好的示踪剂[77]。这主要是因为在大量 C 存在的分子云外部区域中，分子气体被尘埃遮蔽或者 UV 自屏蔽，但是 CO 却很容易被离解为 C 和 $C^+$。因此，CO 不再示踪分子气体，但此时气体主要发射 [CII][12, 78, 79]。另一个使用 [CII] 158 μm 谱线的优势是它可能示踪中等密度的分子气体。事实上，通过电子碰撞来激发 [CII] 158 μm 谱线的临界密度大于 5~10 cm$^{-3}$。作为对比，CO 跃迁需要的临界密度更高 (约几百 cm$^{-3}$)。因此，低密度的分子气体能够发射 [CII]，而不是 CO[80, 81]。

Zanella 等人[77]利用 GOODS-S 中 10 个红移为 2 的主序 (main sequence, MS) 星系，联合其他文献中的样本研究了 [CII] 谱线的发射，发现 [CII] 谱线的光度与星系的分子气体质量呈线性相关，而不依赖于 MS 星系或者星暴星系的本质，表示为：

$$\lg L_{[CII]} = -1.28(\pm 0.21) + 0.98(\pm 0.02) \lg M_{mol} \quad , \tag{15}$$

其中，$M_{mol}$ 为分子气体质量。

弥散为 0.3 dex，平均绝对偏差为 0.2 dex，$P$ 检验值为 0.97，[CII] 谱线光度与分子气体质量的相关性如图 13 所示。结合图 13，可以看出这两个参数在统计上明显相关，虽然样本中 [CII] 谱线/IR 光度比的平均值比近邻 MS 星系的平均值小 2/3，但是这与红移从 0 到 2 的过程中星系气体消耗时间的变化一致[48, 82, 83]。




注：a) 为 [CII] 谱线光度与分子气体质量的相关性，黑色实线表示拟合结果，黑色虚线代表标准差。b) 和 c) 为 [CII]-$H_2$ 转换因子 $\alpha_{[C_{II}]}$ 作为红移的函数。MS 星系的平均 $\alpha_{[CII]}$ 用黑色实线表示，黑色虚线代表标准差，每个样本的平均值和平均绝对偏差用绿色大符号表示。b) 和 c) 的区别在于如何计算星系样本的分子气体质量 (浅灰色十字)。

图 13　[CII] 谱线光度与分子气体质量的相关性[77]

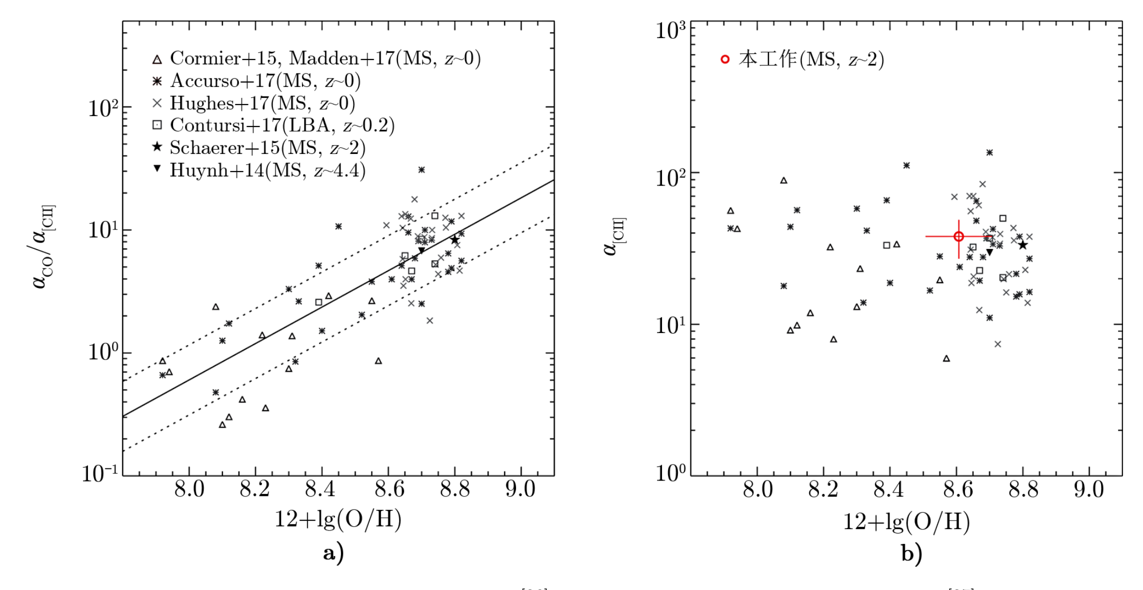
对于样本中的 MS 星系，他们得到 [CII]-$H_2$ 转换因子 $\alpha_{[CII]}$ 的平均值为 31 $M_\odot/L_\odot$，并且文中分别计算了在低红移和高红移时平均的 $\alpha_{[CII]}$ (详见 Zanella 等人[77]文中的表 4)，得到的估计值几乎一致表明该转换因子可能不随红移发生改变 (如图 13 所示)。同时，图 13 中单独标记的源 (绿色符号) 的平均值之间的差异很小，所有的估计值都接近 30 $M_\odot/L_\odot$。而对于他们所考虑的星暴星系而言，得到 $\alpha_{[CII]}$ 的平均值为 $M_\odot/L_\odot$，这与低红移和高红移时 MS 星系的值一致，即 [CII]-$H_2$ 转换因子 $\alpha_{[CII]}$ 是唯一的，不随星系种类的改变而发生变化。

由于 $\alpha_{CO}$ 在不同的物理环境下的变化高达 10 倍[57, 62]，研究 [CII]-$H_2$ 转换因子对金属丰度的依赖性，了解 [CII] 在低金属丰度星系中能否示踪分子气体，这对于高红移星系的观测是有意义的，因为在高红移时认为星系将是贫金属的[84, 85]。Zanella 等人[77]综合文献样本中可利用的数据，假设 $\alpha_{CO}$-金属丰度相关性符合以下关系：

$$\lg \alpha_{CO} = 0.64 - 1.5(12 + \lg(O/H) - 8.7) \quad , \tag{16}$$

得到了如图 14 所示的结果。拟合后得到的斜率为 $-0.2 \pm 0.2$，标准差为 0.3 dex，表明 [CII] 光度与分子气体质量之比似乎并不依赖于金属丰度，并且基本保持常数关系。在金属丰度很

低的情况下，[CII] 光度预计将会变得很弱，因为此时 C 的含量较低[31]。然而他们样本的金属丰度的范围为 (12+lg(O/H)=7.8~9)，所以这种影响可以忽略不计。




注：所有的处理依赖于 Pettini 和 Pagel 2004 年[86] 的校准，并使用 Kewley 和 Ellison 2008 年[87] 的参数化。a) CO 与 [CII] 的光度比作为星系气相金属丰度的函数，黑色实线代表样本的线性拟合。b) [CII]-$H_2$ 转换因子 $\alpha_{[CII]}$ 作为金属丰度的函数。

**图 14 具有金属丰度估计的多个样本的 $\alpha_{[CII]}$ 与金属丰度的依赖关系[77]**

总之，发现 [CII] 光度与星系的分子气体质量之间呈线性相关，并且 [CII]-$H_2$ 转换因子 $\alpha_{[CII]}$ 是不随星系的红移、气体消耗时间以及气相金属丰度改变的。因此，[CII] 是星系气体探针中较为便利的发射线，因为在使用其他探针时 (如 CO 和尘埃) 很难对转换因子进行很好的约束，使得对结果造成很大的不确定性。同时，由于 $\alpha_{[CII]}$ 不依赖于金属丰度，以及 [CII] 谱线超高的亮度，使得这条发射线成为在高红移时限制星系气体质量的一个有用的工具。然而，Zanella 等人[77] 的工作中，气体质量是通过 $SFR$ 推导出来的。由第 2.1.1. 节可知，[CII] 158 μm 与 $SFR$ 相关性较好。因此，我们认为 [CII] 158 μm 本质上应该还是与 $SFR$ 的关系更加紧密。所以，[CII] 158 μm 作为总分子气体示踪剂的潜力还需要进一步探讨和研究。

## 4 星系中心能源的诊断

如上所述，分子气体通常使用其最明亮的 CO 谱线示踪[53, 54, 56, 57]。利用多条 CO 谱线 (CO SLED 以及 CO 谱线与连续谱的比值)，以及与其他谱线 ($OH^+$ 和 $H_2O^+$ 等) 之间的联合，不仅可以得到 ISM 的物理状态 (气体的密度、温度以及质量等)，还可以提供对星系中

心能源的关键诊断。通常，气体能够通过辐射 (UV 光子和 X 射线光子) 、高能粒子 (宇宙射线) 或者机械过程 (湍流、恒星风、外流以及超新星) 加热[3]。比如，我们在图 3 中可以看到存在的几个明显偏离的天体：NGC 6240, NGC 1068 以及 Mrk 231 等，综合文献中对 CO 谱线所讨论的各种加热机制，发现星系中主导谱线发射的机制 (即能量来源) 有：(1) 由于 SF 产生的来自大质量恒星的 FUV 光子加热 (PDR)[34]；(2) 来自 AGN 的 X 射线光子加热 (XDR)[33, 88]；(3) 来自超新星增强的宇宙射线加热以及激波[89]，Lu 等人[34]将激波分为与当前 SF 相关的激波以及与当前 SF 无关的激波。

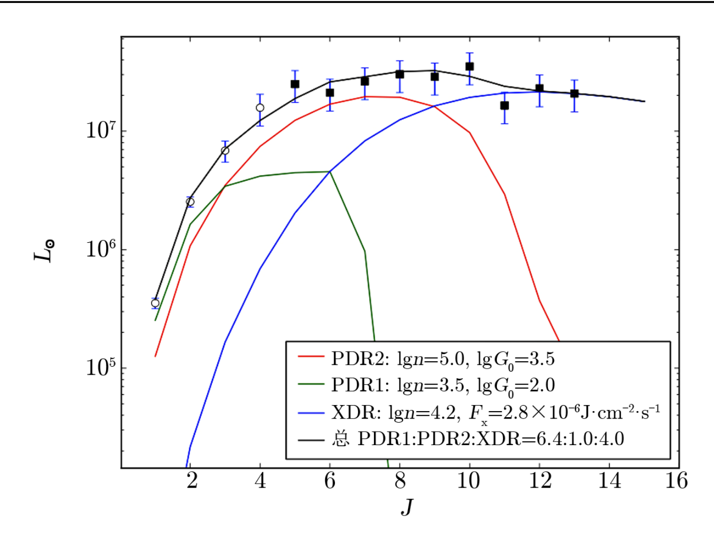
### 4.1　多条 CO 谱线

#### 4.1.1　CO 谱线能量分布

如上文所述，CO 谱线是星际分子气体基本的探针。然而，由于只有最低 J 的 3 条旋转跃迁谱线能相对容易地通过地面望远镜获得，使用较高 J 的旋转跃迁来示踪是不成熟的[33]。Spaans 和 Meijerink[90]通过探测高红移黑洞中 CO 和 $H_2$ 的发射，发现气体的 X 射线激发 (如通过 AGN) 和来自年轻大质量恒星的 UV 照射 (SF)，对 CO 谱线的光度分布产生了不同影响 (详见 Spaans 和 Meijerink[90]文中的图 3)。从物理上讲，之所以出现这样的差异，是因为 X 射线与 UV 光子相比，它能够穿透更大的气体柱密度，并且在分离气体分子方面效果较差。除此之外，因为在 PDR 中气体的加热效率小于 1%，而在 XDR 中效率则达到了 10% ~ 15%。因此，在同等辐照能量下，XDRs 的热分子气体柱密度比 PDRs 更大，在高 J CO 谱线中产生更强更明亮的发射线。相比之下，PDRs 在加热尘埃方面比 XDRs 更有效。并且，X 射线还会在分子气体中产生显著的电离作用，导致它们之间明显的化学差异[91]。

Mrk 231 是一个典型的 AGN，从光学到 X 射线波段都有辐射[92]。Braito 等人[93]通过观测发现 Mrk 231 中有较高吸收的幂律 X 射线光谱，在 2~10 keV 时流量为 $6^{+0.6}_{-0.3}\times 10^{36}$ J·s$^{-1}$。然而，根据 Taylor 等人[94]的研究，发现 Mrk 231 中有一个 kpc 尺寸的盘，它包含了高分辨率射电图像所显示的强烈的 SF。同时，CO(1-0) 和 CO(2-1) 的干涉成像显示一个半径约为 520 pc 的内部盘，包含总分子气体质量的 45%，而总分子气体质量为 $5\times10^9$ $L_\odot$[95]。并且，Aalto 等人[96]通过对 HNC 和 HCN 谱线比值进行研究，也发现了 X 射线驱动的证据。在 ULIRGs 和低红移类星体 (quasistellar objects, QSOs) 的全面研究中，Veilleux 等人[97]推导出 Mrk 231 中 AGN 对 FIR 光度的贡献约为 70%，其余的则来自 SF。Van der Werf 等人[33]提供了 Mrk 231 完整的高分辨率的光谱，包括了很多种类的分子旋转跃迁以及离子谱线，结合 CO 谱线和地基测量的低激发态谱线，得到了如图 15 所示的 CO 旋转激发图。可以看出，在 J=5 以上，得到基本平坦的光度分布，这种分布表明一定存在多个激发成分。他们采用Meijerink 等人[98]提出的一维 PDR/XDR 模型对这些成分进行建模 (见图 15)，发现两个 PDRs 的组合可以产生 J=8-7 的 CO 谱线，在定性上与 Papadopoulos 等人[99]的分析一致。

因此，J=0-8 的 CO 转动能级的激发是由 SF 的 UV 辐射造成，然而在 J=8 以上的 CO 谱线近似平坦的光度分布要求存在一个单独的激发源来产生高 J CO 谱线。Van der Werf 等人[33]认为 Mrk 231 中超大质量黑洞吸积形成 X 射线加热的结果 (图 15 给出一个与 XDR 拟




注：实心的符号表示 SPIRE FTS 光谱测量值，而地基测量用空心符号表示。彩色线表示两个模型 PDR 成分 (红色和绿色线) 和一个 XDR 成分 (蓝色线)；这三个成分的总和用黑线表示，与 CO 的测量值相符。$n$ 为 H 核的数密度 ($n = n_{\rm H} + 2n_{\rm H_2}$)，$G_0$ 表示 PDRs 的入射 UV 流量，单位为 $1.6\times10^{-10}$ J/s，$F_{\rm X}$ 为 XDR 中入射的 X 射线流量。图中还指出了三个成分的相对发射区域。

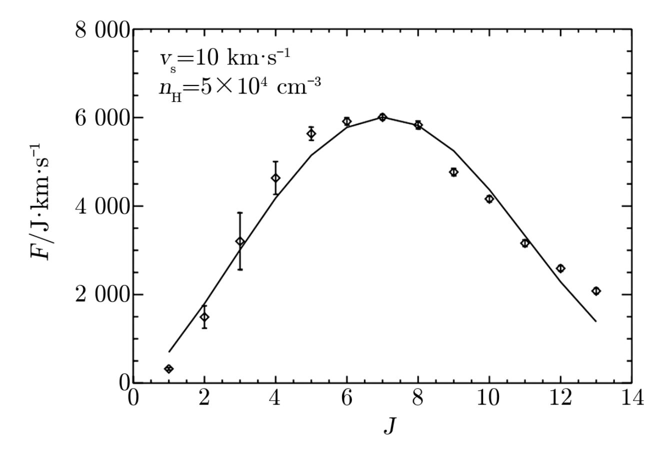
图 15 Mrk 231 中 CO 谱线的光度[33]

合相符的最高 J CO 谱线的模型)，所需的 X 射线可以由 Mrk 231 中的 AGN 产生[93]，它距核有 160 pc。也就是说来自超大质量黑洞的 X 射线主导着半径为 160 pc 的内盘的激发和化学反应，这与 Mrk 231 中 AGN 的 X 射线功率一致。

然而对于近邻亮红外星系 NGC 6240 而言，虽然它的 CO 谱线与 Mrk 231 中的非常相似，但是 NGC 6240 中的物理、几何特性与 Mrk 231 的不同。NGC 6240 中 CO 谱线与连续谱的光度比是 Mrk 231 中的 10 倍，所以 NGC 6240 中 SF 或 AGN 不太可能会引起气体激发[89]。因为推导得到的 NGC 6240 的红外光度 (8 ~1 000 μm) 为 $L_{\rm IR} = 7.5 \times 10^{11}\ L_\odot$，使得大家提出了不同的能量源，让对观测结果的解释变得复杂。并合系统中两个 H 之间 H 的复合谱线[100]以及明亮的多环芳烃 (polycyclic aromatic hydrocarbons, PAH) 发射暗含最近的 SF[101] 活动，$H_2$ 的发射延展到几 kpc，并且表现出复杂的形态。Meijerink 等人[89]认为核间明亮的 $H_2$ 发射是由星系中处于并合的 ISM 之间碰撞产生的激波引起的，并且 Engel 等人[102]给出的 CO(2-1) 的干涉图，也认为 $H_2$ 与 CO 的发射是有相同延展的。

Meijerink 等人[89]基于上述推导出的 NGC 6240 的红外光度、观测上 $OH^+$ 谱线和 $H_2O^+$ 谱线的缺失、CO 谱线与红外光度之间较高的比值，以及 C 型激波激发了 NGC 6240 中的 $H_2$ 谱线的研究结果[103, 104]，使用激波模型对 CO 谱线能量分布 (CO SLED) 进行拟合，如图 16 所示。使用的两种激波模型为磁连续 (C 型) 的和非磁跳跃 (J 型) 的激波模型。文中得到的 CO 谱线光度与红外光度的比值非常高，为 $7\times10^{-4}$，大约比 Mrk 231[33] 和 Arp 220[105] 的比值高一个数量级。PDR 中大部分被吸收的光子会加热尘埃，AGN 产生一个 UV 连续谱，包含的能量大约是辐射场的 10 倍，而且还能有效地加热尘埃。相反，在激波中气体通过机

械压缩过程，被有效的加热 (与加热尘埃相比)。他们假设激波不加热尘埃，所有的红外光度都来自 AGN，得到最大的 AGN 贡献为 10% ~ 15%。因此，激波主导的 ISM 可以产生比 PDRs 和 XDRs 更大的谱线与连续谱的比值，这正是我们在 NGC 6240 中看到的。




注：CO 谱线流量 (菱形) 上叠加密度为 $5\times10^4/\mathrm{cm}^3$、激波速度为 10 km/s。

图 16　NGC 6240 中 C 型激波模型 (实线)[89]

综上所述，在现有的模型 (PDR, XDR 或者激波) 下对 CO SLED 进行建模，并结合其他多条谱线，不仅能够区分星系中主导谱线发射的加热机制，还能够得到相应加热机制的贡献比例。因此，CO SLED 与其他多条谱线一起，为星系中主导谱线发射的机制提供了良好的诊断。

4.1.2　CO 谱线与连续谱的比值

上述对高红移黑洞[90]、Mrk 231[33] 以及 NGC 6240[89] 的研究，是在现有的模型 (PDR, XDR 或者激波) 下对 CO SLED 进行建模，且往往需要结合其他多条谱线，实现起来可能比较困难，并且分析结果可能对模型的依赖很大。因此，Lu 等人[34] 基于 Herschel 观测的 65 个亮红外星系，研究了 CO 跃迁与 C(60/100) 的相关性，发现 $R_{\mathrm{mid\ CO}}$ 整体上不随 C(60/100) 的变化而变化，如图 3 所示；并且，发现随着 C(60/100) 的增加，CO SLED 的峰值逐渐出现在中 J 区域，即整体的 CO 气体变得越来越温暖。Lu 等人[34] 通过对图 3 中 Mrk 231 以及 NGC 6240 中加热机制的讨论，发现在 Mrk 231 中的加热机制是 AGN 主导的，而 NGC 6240 中则是激波 (在这篇文章中激波分为两类，详见 Lu 等人[34] 文中第 3.2 节) 主导的；这些结果与 Van der Werf 等人[33] 以及 Meijerink 等人[89] 的研究结果一致。在 AGN/XDR 结果的假设下，我们能够利用 Lu 等人[34] 的公式来计算在典型的 AGN 下星系 IR 光度中 AGN 的贡献，如下所示：

$$\lg R_{\mathrm{mid\ CO}} = \lg R^{\mathrm{SF}}_{\mathrm{mid\ CO}} + \lg[1-(L^{\mathrm{AGN}}_{\mathrm{IR}}/L_{\mathrm{IR}})] \quad , \tag{17}$$

其中，$L^{\mathrm{AGN}}_{\mathrm{IR}}$ 为 AGN 对 IR 光度的贡献。例如，对于 Mrk 231，观测的 $\lg R_{\mathrm{mid\ CO}}$ 等于 −4.45，表明 AGN 对 IR 光度的贡献为 52% (±10%)，这个结果与他们中红外诊断的 56%

一致。并且，对 NGC 1068 而言，得到的 $L_{\rm IR}^{\rm AGN}/L_{\rm IR}$ 等于 54% (±10%)，结果与 Telesco 和 Decher(1988)[106] 的值一致。

在图 3 中，很明显可以看出激波加热主导的星系 (如 NGC 1266 和 NGC6240) 分布在平均值 (虚线) 以上的区域，这是因为激波在加热气体方面更加有效 (与加热尘埃相比)，从而对中高 J CO 发射的贡献较大，使得这个值比 $R_{\rm mid\ CO}^{\rm SF}$ 大。而 AGN 加热主导的星系 (如 Mrk 231) 则分布在平均值以下的区域，这是由于 AGN 对尘埃连续谱 (IR 光度) 的贡献较大，但对中 J CO 发射的贡献较小，所以使得这个比值低于 $R_{\rm mid\ CO}^{\rm SF}$。因此，与第 4.1.1 节所述相同，Lu 等人[34] 定义的 $R_{\rm mid\ CO}$ 提供了星系中主导谱线发射的加热机制的良好诊断。

### 4.2 其他谱线与多条 CO 谱线的结合

在研究星系中的能量来源时，除了利用多条 CO 谱线 (CO SLED 以及 CO 谱线与连续谱的比值)，通常还会结合其他分子旋转跃迁线 (如 $H_2O$) 以及分子离子谱线 (如 $OH^+$ 和 $H_2O^+$)。比如，Meijerink 等人[89] 对 NGC 6240 研究后发现，在观测上 $OH^+$ 和 $H_2O^+$ 的缺失，也暗示着大部分的气体并没有暴露在由 AGN 或星暴/超新星活动产生的高电离率的环境之下。这个结果结合 NGC 6240 中 CO 谱线与连续谱之间的光度比，更进一步证明了它的气体激发由激波主导，这与其他人的分析是一致的[3, 34]。同时，Spinoglio 等人[88] 在对 NGC 1068 的亚毫米光谱的研究中，将探测到的 $H_2O$ 谱线与 Mrk 231 中的水线相比，发现在 NGC 1068 中碰撞是 $H_2O$ 谱线的主要激发机制。而探测到的分子离子谱线 $OH^+$ 和 $H_2O^+$，表明了与 CO SLED 分析一致的能量来源。并且，Van der Werf 等人[33] 在 Mrk 231 中发现的 $OH^+$ 谱线和 $H_2O^+$ 谱线的不寻常的光度 (比 CO 跃迁稍弱)，也揭示了来自 AGN 的 X 射线驱动的气体激发和这个区域的化学特征，这个结果与利用 CO SLED 的分析结果一致。

总之，在研究星系中能量来源时，其他的谱线 ($H_2O$, $OH^+$, $H_2O^+$ 等) 与多条 CO 谱线特征提供了非常好的诊断方式。

## 5 总结与展望

恒星形成，是贯穿宇宙起源和天体演化的核心问题，是驱动星系的形成与演化的关键因素之一。在 (亚) 毫米波段已经探测到了大量的谱线发射，这些谱线是 ISM 的重要冷却剂，可为研究气体的物理性质和化学组成以及气体发射的能量来源提供重要的诊断方式。利用 (亚) 毫米波段谱线进行的研究不但对理解近邻星系中 ISM 的物理性质具有重要意义，而且还能为研究高红移星系提供重要的参考和对比，能为我们理解星系的形成和演化提供关键的信息。本文总结了 (亚) 毫米波段谱线的相关用途，分别讨论了它们作为不同星系性质探针的优缺点和标度关系，在示踪分子气体质量中扮演的角色，以及基于它们的观测特性等得到的气体发射能量来源的诊断。本文能够为相关工作的开展提供一定的参考。全文主要内容如下：

(1) 结合 (亚) 毫米波段谱线的观测，简单地总结了利用它们测量星系 $SFR$ 的方法，分析了利用它们测量 $SFR$ 时存在的一些问题 (如对金属丰度的依赖等)。同时，基于前人对星

系 KS 关系的研究，介绍了利用此波段谱线对星系中存在的两种 SF 模式的示踪。

(2) 由于分子气体中占比最高的 $H_2$ 很难直接探测，进而发展出了多种研究分子气体性质 (如质量示踪等) 的方法。这些方法都有各自的优缺点和侧重点，然而随着近些年来观测技术的发展和观测数据的增加，使得可以结合多种方法同时进行探索，为进一步研究星系中的分子气体提供很大的帮助。

(3) 基于前人利用多条 CO 谱线，并结合其他多条谱线的研究，介绍了星系中主导谱线发射的三种激发机制，和如何利用 (亚) 毫米波段谱线来诊断激发机制，以及这些激发机制对星系的形成与演化的影响。这些能量来源主要包括：星系中的 SF，由黑洞吸积形成的 X 射线 (这与其 AGN 的功率一致)，星际激波。

需要指出的是由于观测技术和条件的限制，任何一条谱线单独地用于 $SFR$ 示踪、分子气体质量示踪以及能量来源诊断时，虽然都各具优势，但是总会存在各种各样的问题。近年来，随着如 ALMA 这种先进望远镜的投入使用，以及多分子多谱线相结合方法的普遍应用，新的研究进展正在不断涌现，为人们进一步理解与星系的形成与演化相关的过程提供了很大的帮助 (表 1 简单总结了前人利用这些谱线所做的工作)。未来随着越来越多的更加先进设备的投入使用，人们对星系的形成与演化的理解必定会更加的透彻。

**参考文献：**


[1] Decarli R, Walter F, Carilli C, et al. ApJL, 2014, 782: L17
[2] Herrera-Camus R, Sturm E, Graciá-Carpio J, et al. ApJ, 2018, 861: 94
[3] Rosenberg M J F, van der Werf P P, Aalto S, et al. ApJ, 2015, 801: 72
[4] Draine B T, Li A. ApJ, 2007, 657: 810
[5] Kennicutt R C. ApJ, 1998, 498: 541
[6] Kennicutt R C. ARA&A, 1998, 36: 189
[7] Chanial P, Flores H, Guiderdoni B, et al. A&A, 2007, 462: 81
[8] Liu D, Gao Y, Isaak K, et al. ApJL, 2015, 810: L14
[9] Lu N, Zhao Y, Xu C K, et al. ApJL, 2015, 802: L11
[10] Yang Y, Decarli R, Dannerbauer H, et al. ApJ, 2012, 744: 178
[11] Sutter J, Dale D A, Croxall K V, et al. ApJ, 2019, 886: 60
[12] Stacey G J, Geis N, Genzel R, et al. ApJ, 1991, 373: 423
[13] Meijerink R, Spaans M, Israel F P, A&A, 2007, 461: 793
[14] Gullberg B, De Breuck C, Vieira J D, et al. MNRAS, 2015, 449: 2883
[15] Maiolino R, Cox P, Caselli P, et al. A&A, 2005, 440: L51
[16] Stacey G J, Hailey-Dunsheath S, Ferkinhoff C, et al. ApJ, 2010, 724: 957
[17] Ivison R J, Swinbank A M, Swinyard B, et al. A&A, 2010, 518: L35
[18] Sargsyan L, Lebouteiller V, Weedman D, et al. ApJ, 2012, 755: 171
[19] De Looze I, Cormier D, Lebouteiller V, et al. A&A, 2014, 568: A62
[20] De Looze I, Baes M, Bendo G J, et al. MNRAS, 2011, 416: 2712
[21] Herrera-Camus R, Bolatto A D, Wolfire M G, et al. ApJ, 2015, 800: 1
[22] Herrera-Camus R, Bolatto A, Smith J D, et al. ApJ, 2016, 826: 175
[23] Pineda J L, Langer W D, Goldsmith P F. A&A, 2014, 570: A121
[24] Kaufman M J, Wolfire M G, Hollenbach D J, et al. ApJ, 1999, 527: 795

表 1　文中所述谱线的主要用途以及相关工作信息

| 用途 | 谱线 | 样本 | 拟合结果 | 主要参考文献 |
|---|---|---|---|---|
| 测量 $SFR$ | [CII] 158 μm | 赫歇尔的 50 个矮星系<br>KINGFISH | $\lg SFR = \alpha \lg L_{\rm line} + \beta$<br>$\lg SFR = 0.96 \times 10^{-7} \lg L_{\rm [CII]} - 39.46$ | [11, 19] |
| | [NII] 205 μm | 赫歇尔的 70 个 (U)LIGRs<br>赫歇尔的 122 个(U)LIRGs | $\lg SFR = k \lg L_{\rm [NII]} + b$ | [26, 27] |
| | 中 J CO | 赫歇尔的 125 个 LIRGs<br>赫歇尔的 167 个近邻星系 | $SFR = 1.31 \times 10^{-5\pm0.12}\ (L_{\rm CO(7-6)}/L_\odot)$<br>给出中 J CO 每条谱线与 FIR 光度之间的相关性 | [9]<br>[50] |
| | $H_2O$ | 赫歇尔的 176 个近邻红外星系 | $\lg L_{\rm H_2O} = \alpha\ \lg L_{\rm IR} + \beta$ | [40] |
| 测量 $M_{\rm mol}$ | 低 J CO | SLUGS 中的 60 个<br>近邻红外发光星系 | $M_{\rm H_2} = 0.52 \times 10^3\ D_L^4 \Omega_{\rm b}/[(1+z)^4 L_{\rm CO(1-0)}]$ | [59] |
| | [CI] | 赫歇尔的 125 个 LIRGs | $M_{\rm H_2} = \dfrac{4\pi m_{H_2} D_L^2 Q_{\rm ul}^{-1} I_{\rm [CI]}}{hcA_{\rm ul} X_{\rm [CI]}(1+z)}$ | [66] |
| | [CII] 158 μm | ALMA 观测的 10 个<br>红移为 2 的 MS 星系 | $\lg L_{\rm [CII]} = -1.28(\pm0.21) + 0.98(\pm0.02) \lg M_{\rm mol}$ | [77] |
| SFM | CO(1-0) | IRAM 的正常高红移 SFGs | $\lg L_{\rm FIR}(L_\odot) = 1.15(0.12) \lg L_{\rm CO(1-0)} + 0.02(1.1)$ | [48] |
| | CO(7-6) | 赫歇尔的 125 个 LIRGs | 给出 (亚) 毫米波谱线比值<br>与 FIR 颜色之间的相关性 | [9] |
| 星系中心<br>能源诊断 | 主要是 CO | Mrk 231<br>NGC 6240<br>GOALS 的 65 个 LIRGs | 单个星系利用现有的模型<br>(PDR, XDR 或者激波) 对星系<br>的 CO SLED 进行建模<br>$\lg R_{\rm mid\ CO} = \lg R_{\rm mid\ CO}^{\rm SF} + \lg[1 - (L_{\rm IR}^{\rm AGN}/L_{\rm IR})]$ | [33, 34, 89] |

[25] Wright E L, Mather J C, Bennett C L, et al. ApJ, 1991, 381: 200
[26] Zhao Y, Lu N, Xu C K, et al. ApJL, 2013, 765: L13
[27] Zhao Y, Lu N, Xu C K, et al. ApJ, 2016, 819: 69
[28] Lu N, Zhao Y, Díaz-Santos T, et al. ApJS, 2017, 230: 1
[29] Lu N, Cao T, Díaz-Santos T, et al. ApJ, 2018, 864: 38
[30] Kennicutt R C, Evans N J. ARA&A, 2012, 50: 531
[31] Cormier D, Madden S C, Lebouteiller V, et al. A&A, 2015, 578: A53
[32] Brauher J R, Dale D A, Helou G. ApJS, 2008, 178: 280
[33] van der Werf P P, Isaak K G, Meijerink R, et al. A&A, 2010, 518: L42
[34] Lu N, Zhao Y, Xu C K, et al. ApJL, 2014, 787: L23
[35] Zhao Y, Lu N, Díaz-Santos T, et al. ApJ, 2020, 892: 145
[36] Gao Y, Solomon P M. ApJ, 2004, 606: 271
[37] Gao Y, Carilli C L, Solomon P M, et al. ApJL, 2007, 660: L93
[38] Mao R Q, Schulz A, Henkel C, et al. ApJ, 2010, 724: 1336
[39] Bayet E, Gerin M, Phillips T G, et al. MNRAS, 2009, 399: 264
[40] Yang C, Gao Y, Omont A, et al. ApJL, 2013, 771: L24
[41] González-Alfonso E, Fischer J, Aalto S, et al. A&A, 2014, 567: A91
[42] González-Alfonso E, Fischer J, Isaak K, et al. A&A, 2010, 518: L43
[43] Omont A, Yang C, Cox P, et al. A&A, 2013, 551: A115
[44] Zhao Y, Yan L, Tsai C W. ApJ, 2016, 824: 146
[45] Wolfire M G, McKee C F, Hollenbach D, et al. ApJ, 2003, 587: 278
[46] Croxall K V, Smith J D, Wolfire M G, et al. ApJ, 2012, 747: 81
[47] Farrah D, Lebouteiller V, Spoon H W W, et al. ApJ, 2013, 776: 38
[48] Genzel R, Tacconi L J, Gracia-Carpio J, et al. MNRAS, 2010, 407: 2091
[49] Daddi E, Elbaz D, Walter F, et al. ApJL, 2010, 714: L118
[50] Liu L, Gao Y, Greve T R. ApJ, 2015, 805: 31
[51] Lutz D, Berta S, Contursi A, et al. A&A, 2016, 591: A136
[52] Cheng C, Cao X, Lu N, et al. ApJ, 2020, 898: 33
[53] Dickman R L, Snell R L, Schloerb F P. ApJ, 1986, 309: 326
[54] Bryant P M, Scoville N Z. ApJ, 1996, 457: 678
[55] Young J S, Scoville N Z. ARA&A, 1991, 29: 581
[56] Solomon P M, Vanden Bout P A. ARA&A, 2005, 43: 677
[57] Bolatto A D, Wolfire M, Leroy A K. ARA&A, 2013, 51: 207
[58] Brown R L, Vanden Bout P A. AJ, 1991, 102: 1956
[59] Yao L, Seaquist E R, Kuno N, et al. ApJ, 2003, 588: 771
[60] Kenney J D P, Young J S. ApJ, 1989, 344: 171
[61] Papadopoulos P P, Thi W F, Viti S. MNRAS, 2004, 351: 147
[62] Papadopoulos P P, van der Werf P P, Xilouris E M, et al. MNRAS, 2012, 426: 2601
[63] Carilli C L, Walter F. ARA&A, 2013, 51: 105
[64] Keene J, Blake G A, Phillips T G, et al. ApJ, 1985, 299: 967
[65] Ojha R, Stark A A, Hsieh H H, et al. ApJ, 2001, 548: 253
[66] Jiao Q, Zhao Y, Zhu M, et al. ApJL, 2017, 840: L18
[67] Papadopoulos P P, Greve T R. ApJL, 2004, 615: L29
[68] Krips M, Martín S, Sakamoto K, et al. A&A, 2016, 592: L3
[69] Jiao Q, Zhao Y, Lu N, et al. ApJ, 2019, 880: 133
[70] Zhang Z Y, Papadopoulos P P, Ivison R J, et al. Royal Society Open Science, 2016, 3: 160025
[71] Crocker A F, Pellegrini E, Smith J D T, et al. ApJ, 2019, 887: 105
[72] Zhang Z Y, Henkel C, Gao Y, et al. A&A, 2014, 568: A122
[73] Israel F P, Rosenberg M J F, van der Werf P. A&A, 2015, 578: A95

[74] Walter F, Weiß A, Downes D, et al. ApJ, 2011, 730: 18
[75] Weiß A, Henkel C, Downes D, et al. A&A, 2003, 409: L41
[76] da Cunha E, Groves B, Walter F, et al. ApJ, 2013, 766: 13
[77] Zanella A, Daddi E, Magdis G, et al. MNRAS, 2018, 481: 1976
[78] Pineda J L, Langer W D, Velusamy T, et al. A&A, 2013, 554: A103
[79] Fahrion K, Cormier D, Bigiel F, et al.A&A, 2017, 599: A9
[80] Goldsmith P F, Langer W D, Pineda J L, et al. ApJS, 2012,203: 13
[81] Narayanan D, Krumholz M R. MNRAS, 2017, 467: 50
[82] Sargent M T, Daddi E, Béthermin M, et al. ApJ, 2014, 793: 19
[83] Scoville N, Lee N, Vanden Bout P, et al. ApJ, 2017, 837: 150
[84] Ouchi M, Ellis R, Ono Y, et al. ApJ, 2013, 778: 102
[85] Vallini L, Gallerani S, Ferrara A, et al. ApJ, 2015, 813: 36
[86] Pettini M, Pagel B E J. MNRAS, 2004, 348: L59
[87] Kewley L J, Ellison S L. ApJ, 2008, 681: 1183
[88] Spinoglio L, Pereira-Santaella M, Busquet G, et al. ApJ, 2012, 758: 108
[89] Meijerink R, Kristensen L E, Weiß A, et al. ApJL, 2013, 762: L16
[90] Spaans M, Meijerink R. ApJL, 2008, 678: L5
[91] Meijerink R, Spaans M. A&A, 2005, 436: 397
[92] Boksenberg A, Carswell R F, Allen D A, et al. MNRAS, 1977, 178: 451
[93] Braito V, Della Ceca R, Piconcelli E, et al. A&A, 2004, 420: 79
[94] Taylor G B, Silver C S, Ulvestad J S, et al. ApJ, 1999, 519: 185
[95] Downes D, Solomon P M. ApJ, 1998, 507: 615
[96] Aalto S, Spaans M, Wiedner M C, et al. A&A, 2007, 464: 193
[97] Veilleux S, Rupke D S N, Kim D C, et al. ApJS, 2009, 182: 628
[98] Meijerink R, Spaans M, Israel F P. A&A, 2007, 461: 793
[99] Papadopoulos P P, Isaak K G, van der Werf P P. ApJ, 2007, 668: 815
[100] Elston R, Maloney P. ApJ, 1990, 357: 91
[101] Armus L, Bernard-Salas J, Spoon H W W, et al. ApJ, 2006, 640: 204
[102] Engel H, Davies R I, Genzel R, et al. A&A, 2010, 524: A56
[103] van der Werf P P, Genzel R, Krabbe A, et al. ApJ, 1993, 405: 522
[104] Tecza M, Genzel R, Tacconi L J, et al. ApJ, 2000, 537: 178
[105] Rangwala N, Maloney P R, Glenn J, et al. ApJ, 2011, 743: 94
[106] Telesco C M, Decher R. ApJ, 1988, 334: 573



# Progress of the Study on (Sub)millimeter Lines in Galaxies During the Herschel Period

CHEN Pei-bin[1,2], LIU Jia-min[1,2], ZHAO Ying-he[1,3]

*(1. Yunnan Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, Kunming 650011, China; 2. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China; 3. Key Laboratory of Structure and Evolution of Celestial Bodies, Chinese Academy of Sciences, Kunming 650011, China)*

**Abstract:** After the advent of the Herschel Space Observatory, there is much progress of the observational studies on the (sub)millimeter lines, such as the middle to high-J CO rotational

transitions, multiple $H_2O$ lines, and fine-structure emissions of atoms (e.g., C, O) and ions (e.g., $C^+$, $N^+$). These lines are important coolants for the interstellar medium (ISM), and thus can be used to investigate the physical conditions and chemical compositions of the ISM, as well as the power sources. Therefore, it is important to study these (sub)millimeter lines in galaxies, which can provide key information of galaxy formation and evolution. In this paper, we first introduce how to explore the star formation properties (such as the calibration of star formation rate and the determination of the star formation mode) using different (sub)millimeter lines; Then we review for the different methods of measuring the total molecular mass with (sub)millimeter lines, and make comparison among these methods. Meanwhile we discuss the dependence of these methods on galactic properties. At last we summarize the use of CO (CO spectral line energy distribution and the ratio of mid-J CO emission to far-infrared continuum) and other lines to diagnose the power source in galaxies.

**Key words:** galaxy formation and evolution; (sub)millimeter lines; ISM; star formation; molecular gas